FACULTÉ DE MÉDECINE DE PARIS

Année 1926

THÈSE

N° 206

POUR LE

DOCTORAT EN MÉDECINE

(Diplôme d'Etat)

PAR

Jean-Ch.-G. QUIVY

Moniteur de Physique Médicale à la Faculté

Né le 20 juin 1902 à Caudry (Nord)

LA MESURE DES RAYONS X

PAR LA MÉTHODE IONOMÉTRIQUE

Président : M. STROHL, *Professeur de Physique Médicale*

PARIS

LIBRAIRIE MÉDICALE ET SCIENTIFIQUE

MARCEL VIGNÉ

13, RUE DE L'ÉCOLE-DE-MÉDECINE

1926

I. — PROFESSEURS

	MM.
Anatomie	NICOLAS
Anatomie médico-chirurgicale	CUNÉO.
Physiologie	ROGER.
Physique médicale	STROHL.
Chimie organique et chimie générale	DESGREZ.
Bactériologie	N...
Parasitologie et histoire naturelle médicale	BRUMPT.
Pathologie et thérapeutique générales	Marcel LABBE.
Pathologie médicale	SICARD.
Pathologie chirurgicale	LECENE.
Anatomie pathologique	ROUSSY.
Histologie	PRENANT.
Pharmacologie et matière médicale	N...
Thérapeutique	CARNOT.
Hygiène	Léon BERNARD.
Médecine légale	BALTHAZARD.
Histoire de la médecine et de la chirurgie	MENETRIER.
Pathologie expérimentale et comparée	N...
Clinique médicale	GILBERT. BEZANÇON ACHARD. WIDAL.
Hygiène et clinique de la première enfance	MARFAN.
Clinique des maladies des enfants	NOBECOURT.
Clinique des maladies mentales et des maladies de l'encéphale	H. CLAUDE.
Clinique des maladies cutanées et syphilitiques	JEANSELME.
Clinique des maladies du système nerveux	GUILLAIN.
Clinique des maladies infectieuses	TEISSIER.
Clinique chirurgicale	DELBET. HARTMANN. LEJARS. GOSSET.
Clinique ophtalmologique	TERRIEN.
Clinique urologique	LEGUEU.
Clinique d'accouchements	COUVELAIRE. BRINDEAU. JEANNIN.
Clinique gynécologique	J.-L. FAURE.
Clinique chirurgicale infantile et orthopédie	OMBREDANNE.
Clinique thérapeutique médicale	VAQUEZ.
Clinique oto-rhino-laryngologique	SEBILEAU.
Clinique thérapeutique chirurgicale	DUVAL.
Clinique propédeutique	SERGENT.
Professeur sans chaire	ROUVIÈRE.

II. — AGRÉGÉS EN EXERCICE

MM.	
RAMI	Pathologie médicale.
LAVE	Pathologie chirurgicale.
BERTIN	Pathologie médicale.
SSET	Pathologie chirurgicale.
DOUIN	Pathologie médicale.
ET	Physiologie.
NCHETIERE	Chimie biologique.
NCA	Histologie.
JLE	Pathologie médicale.
SQUET	Pharmacologie et matière médicale.
DENAT	Pathologie chirurgicale
AMPY	Histologie.
RAY, ERC	Pathologie médicale.
BRE	Hygiène.
le JONG	Anatomie pathologique.
VOIR	Médecine légale.
LLE	Obstétrique.
SSINGER, IX	Pathologie médicale.
RNIER	Pathologie expériment.
RVIER	Pathologie médicale.
ITZ-BOYER	Urologie.

MM.	
HOVELACQUE	Anatomie.
JOYEUX	Parasitologie.
LABBE (Henri)	Chimie biologique.
LARDENNOIS	Pathologie chirurgicale.
LE LORIER	Obstétrique.
LEMAITRE	Oto-rhino-laryngologie.
LEMIERRE	Pathologie médicale.
LEVY-SOLAL	Obstétrique.
LHERMITTE	Pathologie mentale.
LIAN	Pathologie médicale.
MATHIEU	Pathologie chirurgicale.
METZGER	Obstétrique.
MOCQUOT, MONDOR, MOURE	Pathologie chirurgicale.
MULON	Histologie.
PHILIBERT	Bactériologie.
RIBIERRE	Pathologie médicale.
RICHET Fils	Physiologie.
TANON	Pathologie médicale.
VAUDESCAL	Obstétrique.
VERNE	Histologie.
VILLARET	Pathologie médicale.

III. AGRÉGÉS RAPPELÉS A L'EXERCICE

pour le service des examens

MM.	
UGEROT	Pathologie médicale.
ENIOT	Obstétrique

M.	
RETTERER	Histologie.

IV. — AGRÉGÉS CHARGÉS DE COURS DE CLINIQUE

à titre permanent

MM.		MM.	
AUVRAY	Clinique chirurgicale.	LERI	Clinique médicale.
CHEVASSU		LŒPER	
LAIGNEL-LAVASTINE.	Clinique médicale.	PROUST	Clinique chirurgical
LEREBOULLET	Clinique médicale infantile.	RATHERY	Clinique médicale.
		SCHWARTZ	Clinique chirurgical

V. — CHARGÉS DE COURS

M. MAUCLAIRE agrégé	Chargé du cours de chirurgie orthopéd chez l'adulte pour les accidentés du vail, les mutilés de guerre et les infi adultes.
FREY	Stomatologie.
CHAILLEY-BERT	Education physique.
LEDOUX-LEBARD	Radiologie clinique.

Par délibération en date du 9 décembre 1798, l'Ecole a arrêté que les opinions émises les dissertations qui lui seront présentées doivent être considérées comme propres à leurs au et qu'elle n'entend leur donner aucune approbation ni improbation.

A MON PÈRE

A MA MÈRE

A MA SŒUR

A MON FRÈRE

A MES AMIS

A MES CAMARADES

DE L'ASSOCIATION CORPORATIVE DES ÉTUDIANTS EN MÉDECINE

A MES MAITRES DANS LES HOPITAUX

M. le DOCTEUR PARMENTIER.
M. le PROFESSEUR GILBERT.
M. le DOCTEUR POTHERAT (*in memoriam*).
M. le PROFESSEUR BEZANÇON.
M. le DOCTEUR ROBINEAU.
M. le PROFESSEUR LE LORIER.
M. le DOCTEUR DUHEM.

A MES MAITRES ET COLLÈGUES

DU LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE LA FACULTÉ DE MÉDECINE

A LA MÉMOIRE

DE MON MAITRE ANDRÉ BROCA

PROFESSEUR DE PHYSIQUE MÉDICALE

A MON MAITRE ET PRÉSIDENT DE THÈSE

M. LE DOCTEUR A. STROHL

PROFESSEUR DE PHYSIQUE MÉDICALE
A LA FACULTÉ DE PARIS

INTRODUCTION

La nécessité, pour le radiothérapeute, de doser la quantité de rayons X qu'il emploie pour lutter contre les maladies justiciables de cet agent physique, a poussé depuis 25 ans de nombreux chercheurs à la découverte de méthodes de dosage pratiques, exactes, et susceptibles de donner des indications en rapport avec l'action biologique des rayonnements de diverses qualités.

Les premières méthodes utilisées, basées sur l'action chimique ou photochimique des rayons, avaient le tort, pour la plupart d'entre elles, d'être peu précises et de mettre en jeu l'appréciation sensorielle de l'observateur. De plus, en fonction des diverses qualités de rayons, la sensibilité de chacune de ces méthodes ne variait pas parallèlement avec le pouvoir biologique des rayons employés.

Aussi, l'introduction en radiologie de la méthode ionométrique a-t-elle été un gros progrès, en raison des avantages qu'elle présente sur ses aînées.

C'est en effet une méthode objective et très précise, qui permet une comparaison directe et exacte de deux rayonnements de même qualité, par exemple la détermination, par son pouvoir de pénétration, de la qualité moyenne d'un faisceau polychrome de rayons.

Mais l'utilisation de l'ionométrie à la détermination de quantités de rayonnements de diverses qualités, n'a pas donné les résultats que le principe de cette méthode permettait d'espérer : un parallélisme rigoureux des mesures ionométriques et du pouvoir biologique des rayons.

La divergence observée, à vrai dire moins marquée qu'avec les anciennes méthodes, ne peut être due qu'à l'une ou à l'autre — ou simultanément aux deux — des raisons suivantes : ou bien l'action biologique ne dépend pas seulement de la quantité de rayonnement absorbée, mais aussi de sa qualité; ou bien les indications données par les ionomètres ne sont pas en rapport constant avec le pouvoir d'absorption des tissus.

La première explication, l'existence d'une spécificité de la longueur d'onde, sans être impossible, est peu probable; la deuxième, par contre, rend compte dans une large mesure de la divergence observée, celle-ci devant être attribuée à une erreur de technique ou aux imperfections des ionomètres.

L'erreur de technique consiste le plus souvent à méconnaître, qu'à énergie incidente égale, l'absorption varie suivant les conditions d'irradiation, même pour des rayonnements de même qualité.

Quant aux imperfections des ionomètres, elles sont de deux sortes : les unes, comme l'ionisation parasite dans les conducteurs, faussent les mesures dans des proportions variables avec les conditions d'irradiation ou même les circonstances extérieures; les autres sont dues au fait que les chambres d'ionisation utilisées n'ont pas un pouvoir d'absorption parallèle à celui des tissus.

Les premières, heureusement peu importantes en général, ne sont pas inévitables, et l'on peut en espérer la suppression, déjà réalisée d'ailleurs par quelques appareils.

Les autres, en revanche, paraissent difficilement évitables, car elles sont dues à l'irradiation simultanée de l'air contenu dans la chambre d'ionisation, et des parois de celle-ci.

Ces erreurs sont graves, car elles dépendent de la structure de la chambre, différente suivant les appareils: il en résulte que non seulement les résultats de la méthode ionométrique ne sont pas en rapports constants avec l'action biologique, mais encore chaque ionomètre a sa sensibilité propre; de sorte que les diverses unités de mesure, presque aussi nombreuses que les ionomètres en usage, ne sont pas superposables entre elles.

Aussi y-a-t-il la plus grande urgence à remédier à cet état de choses, et c'est pourquoi le dernier congrès international de Londres a nommé une Commission chargée d'étudier le problème de l'unification du dosage ionométrique.

La solution de ce problème comprend, outre le choix d'une unité, la détermination d'un étalon international, par rapport auquel tous les appareils devront être gradués.

Tels sont les différents aspects actuels du problème de l'ionométrie radiologique, dont nous nous proposons l'étude ici, après avoir rappelé les théories et lois physiques sur lesquelles repose la compréhension du problème.

L'ATOME DE BOHR ET LA THÉORIE DES QUANTA

On ne peut comprendre les phénomènes d'absorption, de réémission, et d'émissions électroniques, sans connaître la théorie des quanta qui repose sur celle de l'atome de Bohr.

Ces théories sont tellement vraisemblables, et ont trouvé tant de vérifications et d'applications fructueuses dans le domaine des rayons X, qu'elles ont pris la valeur des lois les plus solidement établies.

L'atome, d'après les idées modernes, est un système planétaire composé d'un noyau central électro-positif, autour duquel gravitent, à la manière de planètes, des électrons en nombre variable disposés sur plusieurs orbites. Ces électrons, dont on connaît la masse, extrêmement petite, ainsi que la charge électrique négative qui les caractérisent, peuvent dans certains cas se rencontrer dans l'espace à l'état libre et s'y mouvoir à des vitesses variables, constituant ainsi ce qu'on appelle à tort les *rayons* cathodiques et β du radium.

On sait que ces mouvements électroniques se rencontrent toujours simultanément à des rayons X ou γ dont la longueur d'onde paraît liée à la vitesse des électrons observés; d'après la théorie atomique de Bohr, l'explication de cette simultanéité est donnée par la loi des quanta, qui régit la transformation réciproque des mouvements électroniques (rayonnements matériels) et des rayons X (rayonnements immatériels).

Les corps simples peuvent se classer d'après cette théorie, d'après le nombre des électrons que contient leur atome, nombre que l'on appelle nombre atomique, et qui correspond au numéro de classement du corps dans la table de Mendeleef, établie par ordre de poids atomiques croissants. Le nombre atomique correspond grossièrement à la moitié du poids atomique tel qu'il est couramment exprimé.

Le noyau de l'atome a donc une masse variable, égale au total des masses des électrons, tous semblables, qui gravitent autour de lui; et tout atome est normalement en équilibre de gravitation, les masses en présence étant égales, et la charge électrique du noyau égale et de signe contraire à la charge totale des électrons en gravitation. Ceux-ci sont disposés sur un certain nombre d'orbites que l'on désigne par les lettres K, L, M, N en partant de l'orbite ou niveau le plus rapproché du noyau.

Chacun de ces niveaux a tendance à être saturé, c'est-à-dire à contenir le nombre maximum d'électrons qu'il peut admettre, le niveau K étant saturé par 2 électrons, L par 8, M par 18, etc... Ainsi, normalement,

tout atome possède un certain nombre de niveaux, dont les plus rapprochés du noyau sont toujours saturés, et le plus périphérique peut être ou non saturé. Si ce dernier niveau est saturé, l'atome est parfaitement équilibré et reste indépendant : il n'est pas susceptible de se combiner avec d'autres atomes; c'est le cas des gaz rares; si au contraire le niveau périphérique n'est pas saturé, le corps ne se présente pas à l'état monoatomique, chacun de ses atomes cherchant à assurer son équilibre en formant avec d'autres atomes de même espèce ou d'espèce différente des combinaisons moléculaires plus équilibrées : ainsi s'explique l'affinité chimique.

Quoi qu'il en soit, chaque électron est maintenu dans son niveau par l'attraction qu'il subit de la part du noyau, et cette attraction ne dépend que de la masse et de la proximité du noyau. Il faut donc, pour arracher un électron de son niveau, employer une énergie au moins égale à cette attraction, et cette énergie, ou travail d'extraction, peut être exprimée soit en ergs, soit, comme on a accoutumé de le faire, en volts, en tenant compte de la transformation de l'unité d'énergie cinétique en unité électromagnétique.

On peut donc définir, pour tout atome, les travaux d'extraction des électrons en potentiels, dits potentiels d'ionisation, chaque niveau de chaque atome ayant son potentiel d'ionisation propre, d'autant plus considérable que le niveau est plus proche du noyau, et à niveau égal, d'autant plus élevé que le corps est plus lourd.

Les rayonnements immatériels en général et les rayons X en particulier, ont le pouvoir d'extraire aux atomes des électrons; et inversement, lorsqu'un atome a été ainsi déséquilibré, il est le siège d'un mouvement électronique centripète auquel correspond l'émission d'un rayonnement immatériel.

A ces mouvements électroniques centripètes ou centrifuges correspond une absorption ou une libération d'énergie qui est l'expression de la différence des potentiels d'ionisation du niveau de départ et du niveau d'arrivée de l'électron.

On peut donc définir la fréquence ou la longueur d'onde d'un rayonnement immatériel par sa valeur énergétique, c'est-à-dire son quantum, généralement exprimé en volts.

Cette loi d'équivalence s'exprime par la formule suivante : $W = \upsilon h$, où W exprime le quantum en énergie, υ la fréquence du rayonnement et h une constante la constante universelle de Planck-Einstein, dont la valeur a pu être déterminée assez exactement par divers procédés.

Pour exprimer la même formule en longueur d'onde et en volts, il suffit de l'écrire sous la forme suivante : $W = \frac{m\ v^2}{2} = KeV = \upsilon h = \frac{Ph}{\lambda}$ d'où on tire : $\lambda = \frac{Ph}{KeV}$ Dans ces formules m et e représentent respectivement la masse et la charge de l'électron, proportionnelles entre elles; v^2 et V, également proportionnels, représentent le carré de la vitesse et l'énergie exprimée en volts. P est la vitesse de propagation et λ la longueur

d'onde du rayonnement. En donnant leurs valeurs respectives à tous ces termes on arrive à la relation suivante : $\lambda = \frac{12.350}{V}$ connue sous le nom de formule de Millikan, et où λ est exprimé en unités Angstrôm ou $\mathring{A}$, c'est-à-dire en 10^{-8} cm.

La loi des quanta étant ainsi définie, s'applique aussi bien à la production des rayons X dans une ampoule à gaz ou à vide qu'à l'absorption des rayons X par la matière. Dans le premier cas, la λ minima du spectre obtenu est toujours liée au voltage maximum appliqué au tube par la formule de Millikan; dans le deuxième cas, l'énergie cinétique des électrons émis, caractérisée par le carré de leur vitesse ou par son équivalent en potentiel, est toujours liée à la λ du rayonnement qui les a libérés, par la même formule.

Reprenant l'explication de la transformation des rayons X en émissions électroniques, on voit que pour qu'un électron soit arraché à un atome par un rayonnement, il faut que le quantum de ce rayonnement soit au moins égal au potentiel d'ionisation de l'électron. Si le quantum n'est qu'égal au potentiel d'ionisation, l'électron arrivera dans l'espace avec une énergie cinétique nulle; s'il lui est supérieur, l'électron sera capable de continuer sa trajectoire dans l'espace jusqu'à ce qu'il ait dépensé toute son énergie.

La loi des quanta explique, entre autres choses, les discontinuités d'absorption des corps irradiés : lorsqu'on expose un corps à des rayons X de λ de plus en plus petites, c'est-à-dire de quanta de plus en plus grands,

la valeur de l'absorption, au lieu de diminuer progressivement avec la λ, subit pour certaines λ une augmentation brusque et importante à partir de laquelle elle continue à diminuer jusqu'à une nouvelle discontinuité. Ces discontinuités répondent aux moments où le quantum devient égal au potentiel d'ionisation d'un nouveau niveau plus rapproché du noyau. Ainsi désigne-t-on par les lettres K, L, M, etc... les discontinuités d'absorption qui correspondent à un quantum égal au potentiel d'ionisation des niveaux correspondants.

La pluralité des raies d'émission K, L, M, etc..., aussi bien dans le domaine des rayons X que dans celui des rayons lumineux, s'explique également par la loi des quanta de la manière suivante : l'électron dont le mouvement centripète a donné lieu à une émission de rayons pouvait avoir une énergie cinétique initiale nulle ou plus ou moins importante suivant qu'il provenait de l'espace ou d'un niveau plus ou moins périphérique par rapport au niveau d'arrivée.

Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire l'absorption d'un certain domaine, relativement peu étendu, de rayons X par les corps légers qui constituent l'air et les tissus, les quanta des rayonnements utilisés sont toujours notablement supérieurs à tous les potentiels d'ionisation des atomes et des molécules irradiés.

C'est ainsi que les quanta des rayonnements utilisés sont toujours au moins de l'ordre de plusieurs dizaines de mille volts, tandis que les potentiels d'ionisation K, c'est-à-dire les plus élevés sont de l'ordre de quelques centaines de volts.

Il en résulte que les électrons émis dans l'air et dans les tissus possèdent, après leur extraction, une énergie cinétique considérable qui se transformera presque intégralement en travail d'ionisation comme nous le verrons plus loin.

En effet, lorsque les électrons sont doués d'une très grande énergie, la réémission de rayonnement est peu considérable, ce qui est le cas dans le problème qui nous occupe.

Bibliographie : 1, 2, 3, 4, (p. 179 s. q. q.), 5.

LES LOIS D'ABSORPTION

Lorsqu'un faisceau de rayons X a traversé une certaine épaisseur de matière, il a subi, comme tout rayonnement de quelque nature qu'il soit, un affaiblissement double, qui est dû à la fois à l'éloignement du faisceau par rapport à la source, et à la partie d'énergie retenue par l'écran.

La première cause d'affaiblissement a pour valeur le rapport des carrés des distances de la source radiogène aux points d'arrivée et d'émergence de l'écran. Appelant Io l'intensité du faisceau immédiatement avant traversée de l'écran, c'est-à-dire à une distance de la source égale à Do, l'intensité Ix du faisceau après traversée de l'écran, c'est-à-dire à une distance Dx > Do, aura pour valeur, compte non tenu de l'absorption due à l'écran :

$$Ix = Io \frac{Do^2}{Dx^2}$$

L'affaiblissement dû à l'écran aura d'autre part une valeur telle, qu'appelant x l'épaisseur en cm. de cet écran, le faisceau émergent Ix aura la grandeur suivante :

$$Ix = Io\ e^{-\mu x}$$

Dans cette formule, e représente la base des logarithmes népériens (2, 7183) et μ un coefficient relatif à la nature et à la densité de l'écran.

Comme les corps ont toujours le même pouvoir absorbant à égalité de masse quel que soit leur état physique, on préfère déterminer pour chacun d'eux, le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ ou ρ représente la densité. Ce coefficient est dit coefficient massique puisqu'il se rapporte à l'unité de poids, et l'exposant relatif à un écran quelconque d'épaisseur x est donc $-\frac{\mu}{\rho}\mu^x$.

L'opacité d'un écran d'une matière donnée, dépend donc à la fois de son épaisseur et de sa densité, c'est-à-dire du nombre d'atomes contenu dans l'unité d'épaisseur.

Si l'on appelle δ le rapport des carrés des distances, (rapport qui tend vers l'unité quand l'écran est mince et le foyer très éloigné), on peut définir la transparence d'un écran, soit par l'énergie Ix qu'il a laissé passer, soit par l'énergie Ir = Io — Ix qu'il a retenue :

$$Ix = Io\,\delta\,(e^{-\frac{\mu}{\rho}\rho x}) \text{ et } I_r = I_0\,(1 - \delta\, e^{-\frac{\mu}{\rho}\rho x})$$

En réalité, l'énergie retenue ainsi définie ne se traduit pas dans l'écran par un gain aussi considérable : une partie variable de cette énergie est retransmise sous forme de rayons réémis et de rayons dispersés; l'autre partie constitue l'énergie réellement absorbée sous forme d'émissions électroniques.

C'est pourquoi on admet que le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ est la somme de deux facteurs $\frac{\tau}{\rho}$ et $\frac{\sigma}{\rho}$ relatifs, le premier à

l'absorption dite de fluorescence, le deuxième à l'absorption dite de dispersion.

L'absorption de fluorescence consiste en l'expulsion d'électrons, d'autant plus rapides que le quantum de la radiation était plus élevé, par le mécanisme étudié plus haut. Le nombre d'atomes qui subissent ce phénomène dépend de l'intensité de la radiation qui lui donne naissance; dans les conditions habituelles, le nombre d'atomes frappés est très faible, de l'ordre de 10^{-12} environ (6).

L'énergie Is, qui représente ce phénomène de l'absorption sélective ou absorption de fluorescence, a pour valeur[1] :

$$Is = Io\ (1 - e^{-\mu x})\ \frac{\tau}{\mu}$$

En réalité, toute l'énergie représentée par cette formule n'est pas retenue dans l'écran, car lorsque le quantum de la radiation incidente est à peine supérieur au potentiel d'ionisation de l'électron expulsé, celui-ci peut revenir immédiatement à son point de départ en réémettant un rayonnement, dit rayonnement caractéristique, de même λ que le rayonnement incident.

Quand il s'agit d'un rayonnement de λ à peine inférieure à une discontinuité d'absorption, l'énergie ainsi transformée en rayonnement caractéristique peut représenter près de 50 % de l'énergie absorbée par fluo-

1. Dans cette formule et les suivantes, nous avons supprimé, dans un but de simplification, le facteur δ, qui peut être considéré comme égal à l'unité quand l'épaisseur de l'écran est très petite par rapport à la distance focale.

rescence, mais, dans le cas qui nous occupe, où les quanta des rayons sont très supérieurs aux potentiels d'ionisation, on peut pratiquement admettre que toute l'énergie représentant l'absorption de fluorescence est représentée par l'émission électronique qui en résulte.

Le facteur $\frac{\tau}{\rho}$, relatif à cette absorption de fluorescence, a une valeur qui augmente rapidement avec la λ et le poids atomique du corps. Cette valeur est donnée par la loi de Bragg et Peirce (7) : $\frac{\tau}{\rho} = \frac{CN^4\lambda^3}{A}$.

Dans cette loi générale, C exprime une constante qui prend des valeurs particulières à chaque discontinuité; dans le cas de l'air et des tissus les λ envisagées étant plus courtes que les λ des discontinuités d'absorption K des corps légers, C a la valeur suivante, d'après Richtmyer (8) : $C = \lambda\ 0{,}01374$; si l'on tient compte du fait que, pour les corps légers, le nombre atomique N est sensiblement égal à la moitié du poids atomique A, la formule de Richtmyer s'écrit encore : $\frac{\tau}{\rho} = 0{,}00687\ N^3\lambda^3$.

Glocker, estimant que, dans cette formule, les exposants de N et de λ sont légèrement trop grands, propose la formule suivante (9 p. 8) :

$$\frac{\tau}{\rho} = 0{,}0195\ N^{2{,}58}\lambda^{2{,}8}$$

Les écarts entre ces deux formules sont peu considérables aux courtes λ.

L'absorption dite de dispersion consiste en une sorte de réflexion ou de réfraction de l'énergie incidente dans toutes les directions.

Mais cette dispersion ne s'accomplit pas sans gain d'énergie dans l'écran où elle se produit : en effet on

sait depuis longtemps [(Florence (10) Mesham (11) et Gray (12 et 13)] que le rayonnement dispersé est d'une λ supérieure à la λ incidente; mais c'est tout récemment que Compton (14) a montré que dans le phénomène de la dispersion, il y avait un gain d'énergie représenté dans l'écran par une émission électronique.

Les électrons ainsi émis, appelés par l'auteur électrons de recul, ont une énergie beaucoup moins grande que ceux qui résultent de l'absorption de fluorescence, mais comme ceux-là, ils sont capables de dépenser toute leur énergie en travail d'ionisation par le mécanisme que nous verrons plus loin. Quoi qu'il en soit, les électrons de recul ont une énergie égale à la différence des quanta du rayonnement incident et du rayonnement dispersé. Leur énergie totale est une fraction de l'énergie dispersée d'autant plus grande que la λ est plus courte.

La connaissance de l'effet Compton est extrêmement intéressante par ses conséquences : tout d'abord, on conçoit l'action de la radiothérapie et du radium, inexplicable si l'énergie vraiment absorbée n'était due qu'à l'absorption de fluorescence, presque nulle pour les courtes λ ; en second lieu on comprend que l'ionisation dans les gaz soit toujours plus considérable aux courtes λ que ne le voudrait la loi de Bragg et Peirce.

Quoiqu'il en soit, l'énergie dispersée Id a pour valeur

$$Id = Io\ (1\text{-}e^{\mu x})\ \frac{\sigma}{\mu}$$

La valeur du facteur $\frac{\sigma}{\rho}$, dans cette formule est mal connue, car on la calcule en soustrayant $\frac{\tau}{\rho}$ de $\frac{\mu}{\rho}$.

En tous cas, elle est indépendante de la λ, et ne diffère que très peu suivant le nombre atomique ; on l'estime en général voisine de 0,16 pour tous les corps légers, à l'exception de l'hydrogène où elle serait de 0,31 (15).

Ces chiffres cadrent avec la théorie de Thomson, d'après laquelle le facteur de dispersion dépendrait surtout du diamètre de l'atome. Quant au facteur relatif à l'effet Compton, que cet auteur exprime par σ_a, il augmente à mesure que la λ diminue et représente environ de 1/12e à 1/7e du facteur total σ.

En résumé, s'il est commode de dire que l'affaiblissement est la somme de l'absorption de fluorescence et de l'absorption de dispersion, il est plus conforme à la vérité de dire que l'affaiblissement est la somme de 3 facteurs :

1° *Le rayonnement caractéristique réémis*, dont l'énergie, aux courtes λ, représente une fraction presque nulle de l'absorption de fluorescence.

2° *Le rayonnement dispersé*, de λ plus grande que la λ incidente, dont l'énergie représente 6/7 à 11/12 de l'absorption dite de dispersion.

3° *L'émission électronique*, beaucoup plus intéressante, puisqu'elle représente l'énergie gagnée par l'écran ; elle comprend la presque totalité de l'absorption de fluorescence, plus une fraction variable de l'absorption de dispersion.

C'est à cette seule émission électronique que doivent logiquement être rapportés tous les effets, ionisant,

chimiques, photo-chimiques et biologiques, des rayons X et γ, car les rayonnements réémis et dispersés, comptés dans l'affaiblissement total sont perdus pour l'écran, tandis que les électrons y dépensent toute leur énergie de manières différentes, mais qui aboutissent finalement à une transformation chimique endothermique ou à une augmentation de température.

Nous montrons dans le graphique de la figure I, qui n'a qu'une valeur schématique, la grandeur relative des différents facteurs d'absorption, en fonction des λ à énergie incidente égale.

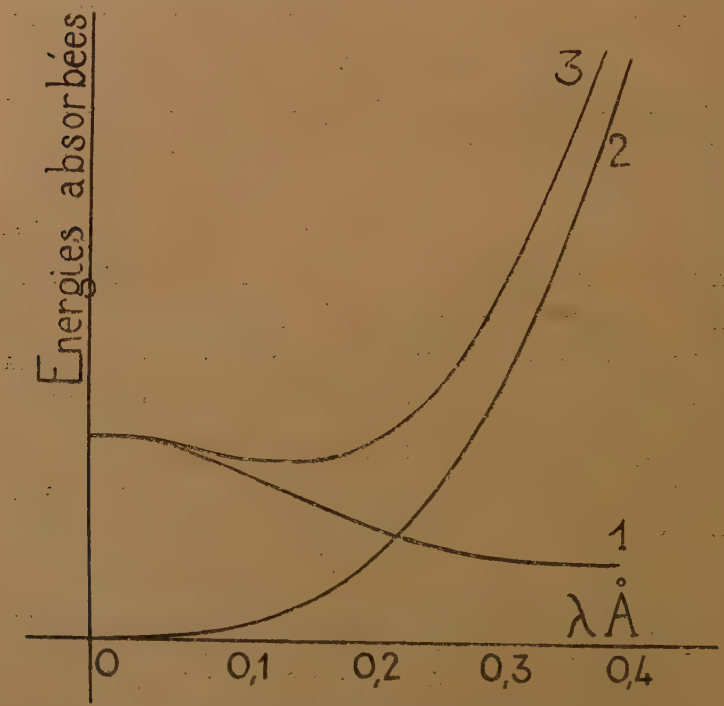


Fig. I. — (Explications dans le texte)
La variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde.

On peut considérer, comme nous le verons plus loin, que ces courbes, qui représentent les coefficients d'absorption, représentent aussi, dans le cas d'écrans minces, les quantités d'énergie qui leur sont proportionnelles.

La courbe 1 représente σ_a (effet Compton); 2 = τ (absorption de fluorescence); 3 = $\tau + \sigma_a$ (absorption vraie totale). On voit d'abord sur ce graphique, qu'à énergie incidente égale, le rendement (courbe 3) de l'énergie radiante, après avoir décru très vite en partant des grandes λ, passe par un minimum vers 0,2 Å puis augmente légèrement vers les courtes λ (6).

Il faut également remarquer à quelles erreurs aboutit la méconnaissance de l'effet Compton, si l'on ne considère comme absorption vraie que l'absorption de fluorescence; enfin, si on mesure les effets des rayonnements par rapport à l'affaiblissement total, les erreurs sont encore beaucoup plus considérables, car la courbe qui représente ce facteur, serait, à la même échelle, parallèle à la courbe 2, mais ayant son origine sur les ordonnées à la hauteur σ au-dessus de l'axe des abscisses, c'est-à-dire environ 7 fois plus haut que l'origine des courbes 1-3.

L'ABSORPTION COMPARÉE DANS L'EAU, L'AIR ET LES TISSUS

Nous n'avons eu jusqu'ici en vue que le cas où l'écran est un corps simple; lorsqu'il est de composition complexe, son absorption totale est toujours la somme des absorptions dues à chacun des corps simples qui composent l'écran, quelle que soit la structure chimique, mélange ou combinaison, du composant.

Ceci démontre bien que l'absorption est un phénomène propre à l'atome, quelles que soient ses liaisons chimiques.

Il suffit donc, pour déterminer le pouvoir absorbant d'un complexe, de mesurer sa densité et de calculer son nombre atomique moyen en tenant compte des proportions des composants.

Comme l'air, l'eau et les tissus (qui contiennent 63 % d'eau) ont des nombres atomiques moyens voisins, on admet généralement que la différence de leurs pouvoirs absorbants, à égalité de volume, est l'expression de la différence des densités; et on considère généralement les pouvoirs absorbants des tissus et de l'eau

comme égaux entre eux et environ 830 fois plus élevés que celui de l'air.

Les mesures expérimentales de comparaison faites par Friedrich et Kronig (16, p. 92) entre une épaisseur de 5 cm. de viande et la même épaisseur d'eau, leur ont montré que conformément à la théorie, les pouvoirs d'absorption de ces deux matières étaient peu différents : avec une étincelle équivalente de 30 cm., le rapport des absorptions des tissus à l'eau variait de 1,05 pour une forte filtration à 1,01 sans filtration.

En ce qui concerne la comparaison des pouvoirs absorbants de l'eau et de l'air, les mesures expérimentales, corroborées par le calcul, montrent bien que le pouvoir absorbant de l'eau doit être environ 820 fois à 840 fois plus grand que celui de l'air. En effet le coefficient μ relatif à l'eau est environ 1,1 plus considérable que μ de l'air, et le rapport des densités est voisin de 760.

Mais il importe de remarquer qu'il faut entendre par pouvoir absorbant comparé, le rapport des coefficients d'absorption μ. Si l'on compare l'absorption d'une certaine épaisseur de deux matières différentes, le rapport des absorptions ne reste pas le même lorsqu'on varie l'épaisseur.

C'est en particulier le cas pour la comparaison de l'air et de l'eau où le rapport des absorptions peut être représenté par la formule simplifiée : $\frac{1 - e^{-830\,\mu x}}{1 - e^{-\mu x}}$

Ce rapport est inférieur ou égal à 830, et non pas toujours égal à 830, comme on le croit souvent.

En effet le calcul montre que la relation $1-e^{-\mu x}$ ne peut être considérée comme égale à μx que lorsque l'exposant a une valeur très petite; c'est le cas pour l'air où on peut estimer sans erreur appréciable qu'une épaisseur de x cm absorbe x fois plus qu'une épaisseur de 1 cm.; mais lorsque μx augmente, la relation $1-e^{-\mu x}$ devient inférieure à μx (elle n'est plus que 0,63 lorsque $\mu x = 1$).

Si l'on applique ce fait au rapport des absorptions de l'eau et de l'air, on voit que ce rapport diminue lorsque l'épaisseur considérée et la λ augmentent, puisque μ augmente avec ces facteurs, ce qui influe sur le numérateur de la fraction, sans toucher au dénominateur dans les conditions habituelles.

Il faut en conclure que si le pouvoir absorbant de l'eau est bien 830 fois plus considérable que celui de l'air, l'absorption comparée de la même épaisseur de ces deux matières n'atteint la valeur 830 que pour une épaisseur infiniment petite; pour des épaisseurs de l'ordre du cm. le rapport est d'autant moins grand que l'épaisseur est plus considérable et que la λ est plus grande.

Le tableau suivant donne une idée des valeurs que prend ainsi le rapport des absorptions :

		Epaisseurs			
		∞ petite	1 cm.	2 cm.	3 cm.
λ Å	0,05	830	790	710	650
	0,5	830	635	480	385

On voit combien il faut tenir compte des facteurs d'épaisseur et de λ lorsqu'on compare l'absorption dans deux corps aussi différents que l'air et l'eau.

Enfin, une dernière remarque s'impose : tout ce que nous venons de voir a trait au facteur μ d'affaiblissement total ; or ce n'est pas ce facteur qui nous intéresse, c'est le facteur $\tau + \sigma a$, qui représente l'absorption vraie.

On peut se demander si le rapport des absorptions vraies n'est pas très différent du rapport des absorptions totales, car ici la vérification expérimentale directe est impossible : si l'ionisation, qui est l'expression de l'absorption vraie, peut être mise en évidence dans les liquides, des difficultés techniques insurmontables y empêchent sa mesure.

Or le facteur σa, qui représente presque toute l'absorption vraie aux courtes λ, est peut-être différent dans l'air et dans l'eau ou les tissus, en raison notamment de l'hydrogène contenu dans ces derniers, car l'hydrogène a un facteur σ très différent des autres corps. C'est pourquoi, nous proposerons plus loin (p. 97) la mesure du pouvoir absorbant d'un gaz de composition analogue aux tissus : le rapport des absorptions vraies deviendrait ainsi certainement égal au rapport des densités.

L'IONISATION ET LE PRINCIPE DE L'IONOMÉTRIE

Nous avons vu que l'absorption vraie était due à l'émission d'électrons par la matière irradiée; et que parmi ces électrons, les uns provenaient de l'absorption de fluorescence et étaient très rapides puisqu'ils avaient une énergie en rapport avec le quantum de la radiation incidente, les autres, les électrons de recul de l'effet Compton, étaient plus lents, puisque leur énergie était en rapport avec la différence des quanta de la radiation incidente et de la radiation dispersée.

Dans chacun de ces cas, l'électron possède en réalité, à son départ, une énergie égale au quantum de la radiation qu'il représente, diminué du travail d'extraction de cet électron. Par exemple un électron, résultant de l'absorption de fluorescence d'une radiation de $\lambda = 0{,}2$ Å et provenant du niveau K d'un atome d'azote, aura au départ une énergie, exprimée en volts, de $\frac{12.350}{0{,}2} - 300$ soit 61.450, en calculant le quantum de la λ incidente d'après la formule de Millikan, et en soustrayant de ce quantum la valeur du potentiel d'ionisation K de l'azote.

Chacun des électrons, rapides ou lents, libérés par l'absorption de fluorescence ou par l'effet Compton, va être capable de dépenser toute son énergie dans le milieu environnant. En effet, au cours de sa trajectoire, qui est de l'ordre de quelques centimètres dans l'air à la pression atmosphérique pour les λ utilisées couramment (6), l'électron va traverser divers systèmes atomiques ou moléculaires où il heurtera d'autres électrons en gravitation.

Ceux-ci seront à leur tour arrachés de leur niveau, grâce à l'énergie qu'ils emprunteront à l'électron primitif et qui sera au moins égale à leur potentiel d'ionisation; et si cette énergie est supérieure au potentiel d'ionisation, ils seront capables, à leur tour, de dépenser cet excès en extrayant d'autres électrons aux systèmes environnants.

Finalement, l'électron primitif aura dépensé toute son énergie à l'extraction d'une quantité d'électrons secondaires dont le nombre peut être calculé aisément.

En effet, si le phénomène a lieu dans l'air par exemple, il est facile de déterminer le potentiel moyen d'ionisation de ce milieu en comptant les chances que chaque électron de chaque niveau a d'être heurté par l'électron primitif. Comme le potentiel moyen de l'air est de 33 volts; dans l'exemple cité plus haut, l'électron primitif aura libéré $\frac{61.450}{33} = 1843$ électrons secondaires.

Quand chaque électron a dépensé toute son énergie, il se joint à un atome neutre voisin dont il détruit l'équilibre électrique puisqu'il lui apporte sa propre char-

ge, constante, d'électricité négative ; de même, l'atome d'où l'électron est parti est également déséquilibré, puïsqu'il a une charge positive égale à la charge négative emportée par l'électron.

Ainsi correspond à chaque électron expulsé une paire d'ions : l'ion positif qui est l'atome décomplété, et l'ion négatif qui est l'atome surchargé.

Le gaz, ainsi ionisé, deviendra analogue à une solution électrolysable, et permettra le passage d'un courant électrique, ainsi que nous le verrons plus loin.

Ce phénomène n'est pas particulier aux gaz : l'absorption vraie par les liquides et les solides se traduit de même par une ionisation, impossible à mesurer, mais facile à mettre en évidence, ainsi que l'a fait Curie dans l'air liquide et le sulfure de carbone (17). De même, tous les effets observés sur les solides (conductibilité du sélénium, réduction du Br Ag, fluorescences des sels de baryum) ne peuvent logiquement être rapportés qu'à l'ionisation.

Mais la mesure intégrale de l'ionisation ne peut être faite que dans les gaz : à cet effet il suffit d'encadrer le gaz irradié entre deux électrodes à des potentiels différents pour que chacune de ces électrodes attire respectivement les ions de signe contraire à sa charge. L'arrivée des ions sur les électrodes tendra à annuler les charges respectives de celles-ci, et si on prend soin de les recharger à mesure, c'est-à-dire de maintenir constante leur différence de potentiel, on observera, dans le circuit allant de la source électrique aux électrodes, le pas-

sage d'une certaine quantité de courant. La mesure de l'intensité de ce courant donnera donc des indications en rapport avec l'intensité des phénomènes d'ionisation.

Il suffit, pour mesurer correctement le phénomène, que le potentiel appliqué aux électrodes, ait une certaine valeur conditionnée par la distance entre celles-ci. Autrement dit, le champ électrique déterminé par les électrodes, doit avoir une certaine valeur ni trop faible, ni trop forte, pour être capable de mettre intégralement en évidence le phénomène de l'ionisation (3).

Si en effet on mesure l'intensité du courant obtenu en appliquant une différence de potentiel variable entre les électrodes, on observe que la valeur de cette intensité présente, en fonction des potentiels, la forme de la courbe suivante :

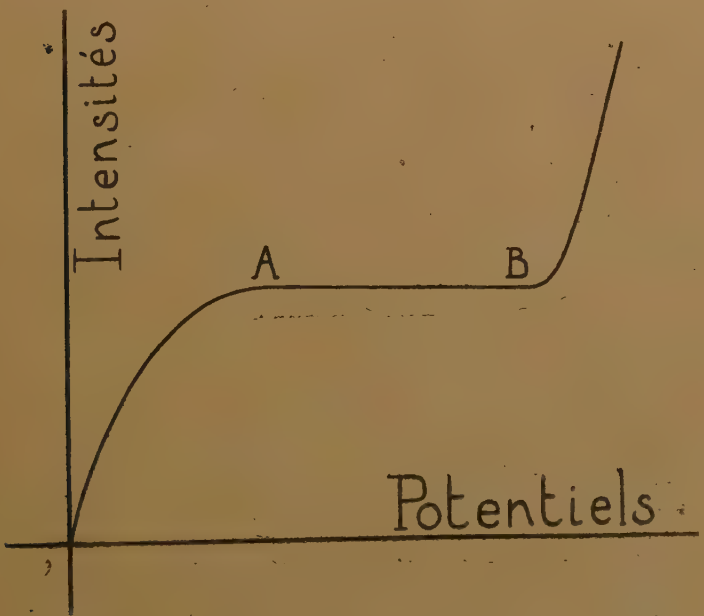


Fig. II. — Le courant d'ionisation en fonction des potentiels.

Cette courbe s'interprète de la manière suivante :

La première partie de la courbe (avant A) correspond à un potentiel insuffisant pour attirer tous les ions formés ; une partie d'entre eux se recombinent, l'ion négatif restituant son électron à l'ion positif et chacun d'eux redevenant un atome neutre.

La deuxième partie de la courbe (horizontale entre A et B) correspond à une attraction intégrale des ions, le champ électrique ayant une intensité telle que toute recombinaison des ions est impossible ; cette phase où les variations de potentiel n'influent pas sur l'intensité, est appelée phase du courant de saturation.

A partir du point B, le courant recommence à croître parce que les ions sont trop violemment attirés et deviennent capables d'électriser par choc un certain nombre des atomes neutres qu'ils rencontrent.

En ionométrie, il faut toujours maintenir le potentiel à une valeur comprise entre les points A et B, de manière à obtenir le courant de saturation. Cette condition est aisée à obtenir, car la marge entre ces deux points critiques est large, et il suffit généralement de veiller à ce que le potentiel soit supérieur à A. La valeur critique A, de même que la valeur B, correspond évidemment à un chiffre variable suivant la distance des électrodes ; elle est d'environ 100 volts dans l'air à la pression usuelle, pour une distance de 1 cm.

Un dispositif ionométrique doit donc posséder une source capable de maintenir le potentiel correspondant au courant de saturation, un appareil de mesure de

l'intensité de ce courant, et une chambre d'ionisation avec ses deux électrodes.

Malheureusement on se heurte à d'assez grosses difficultés dont les plus importantes sont la valeur élevée de la différence de potentiel à maintenir et la valeur infime du courant d'ionisation dans l'air à la pression ordinaire; cette valeur, étant de l'ordre de 10^{-12} ampères, nécessite un appareil de mesure très précis et un isolement rigoureux des conducteurs.

Ce double problème comporte diverses solutions, et les ionomètres en usage peuvent se classer de la manière suivante suivant la solution adoptée :

1° *Appareils à potentiel variable.* — Le circuit n'est pas fermé; il aboutit à un appareil de mesure électrostatique : électroscope ou électromètre.

De tels appareils de mesure peuvent être comparés à un condensateur dont les deux armatures : l'équipage d'une part, et le boîtier mis à la terre, d'autre part, sont respectivement connectées aux deux électrodes de la chambre d'ionisation.

Avant de se décharger à travers la chambre d'ionisation, le condensateur est chargé soit au moyen d'une petite machine statique, soit à l'aide d'une batterie de piles ou d'accumulateurs; mais, dans un cas comme dans l'autre, le potentiel entre les deux électrodes de la chambre varie au cours de la mesure; il faut qu'il soit maintenu entre les limites critiques nécessaires à l'obtention du courant de saturation.

Tous ces appareils sont des *quantitomètres*.

2° *Appareils à potentiel constant.* — Le circuit est fermé sur un galvanomètre très sensible et les électrodes sont toujours à la même différence de potentiel; par principe, ces appareils sont des *intensimètres.*

Trois moyens sont utilisés pour amplifier le courant d'ionisation :

a) On emploie une *grande chambre* d'ionisation *à air*;

b) La chambre d'ionisation est une *petite chambre*, mais contient un *gaz* beaucoup plus *absorbant* que l'air;

c) On emploie une petite chambre à air, mais on amplifie le courant au moyen d'un *tube à trois électrodes*, le galvanomètre étant branché de manière à mesurer le courant après amplification.

LES IONOMÈTRES

Les essais d'application de l'ionométrie à la mesure des rayons X, remontent aux débuts de la radiologie, ainsi qu'en témoignent les recherches, vieilles de plus de 20 ans, de Perrin, de Benoist et Hurmuzescu (18), Dufour (19), Righi, Thomson, et Jaubert de Beaujeu (20).

Mais c'est seulement en 1908 que Villard construisit le premier ionomètre destiné à la pratique radiothérapique; cet appareil, par la faute des constructeurs, n'a pas été commercialement réalisé, ce qui a permis à l'Allemagne de devancer les autres pays par la vulgarisation de l'appareil de Szilard (1914) bientôt suivi de ceux de Kupferle et de Friedrich.

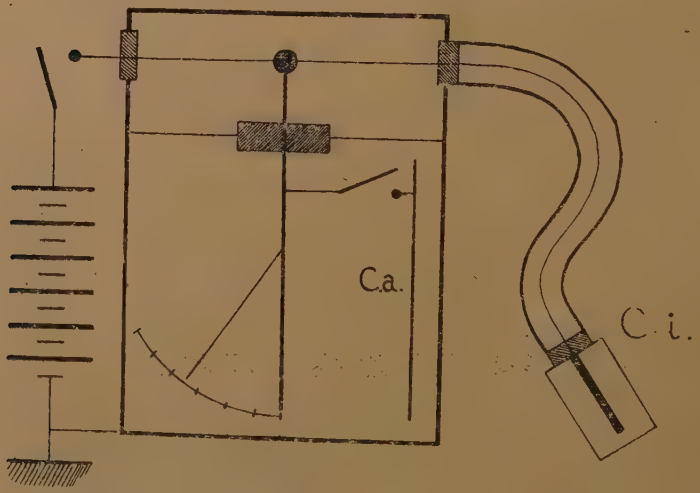
En France, il a fallu attendre 1921 pour voir apparaître le premier ionomètre, l'appareil de Solomon. Depuis cette date, à partir de laquelle l'ionométrie a pris un grand essor, les appareils se sont multipliés, tant en France qu'à l'étranger; mais il faut remarquer que tous les appareils modernes diffèrent des précédents en ce sens que le procédé de mesure n'est pas le même : aux quantitomètres (appareils à électromètre) succè-

dent les intensimètres (appareils à galvanomètre). Ces derniers sont trop récents pour qu'on puisse juger de leur valeur relativement aux autres, mais il est intéressant de noter cette tendance.

Tels sont entre autres les dispositifs de Jaeger (1922), de Saget (1923), de Dauvilliers (1923), de Lertes et de Roff M. Sievert (1924).

L'ordre chronologique répond donc à peu près à la classification que nous avons donnée et que nous suivrons pour la description des ionomètres.

Les ionoquantitomètres, appareils à potentiel variable et mesure électrométrique (16, p. 103 sqq., 21, 22).



FigIII. — Schéma d'un ionoquantitomètre à électroscope (Ci = chambre d'ionisation; Ca = Capacité additionnelle)

Le quantitomètre de Villard (23 et 24, p. 154), bien qu'il n'ait pas été vulgarisé, mérite une description spéciale, car c'est le prototype des appareils de ce genre,

La chambre d'ionisation est en plomb, sauf une fenêtre d'aluminium mince ménagée pour l'entrée des rayons; par un bouchon isolant pénètre dans sa cavité une électrode axiale métallique.

Un double conducteur, court mais souple, relie la chambre à la source et à l'appareil de mesure, qui est un électromètre à quadrants du genre de l'appareil de Lord Kelvin et dont la sensibilité va jusqu'à 10^{-10} A.

La source est une batterie d'accumulateurs dont les 2 bornes sont respectivement connectées aux 2 paires de quadrants. L'électrode axiale de la chambre communique par le conducteur avec l'aiguille de l'électromètre, tandis que les parois sont reliées au pôle négatif de la batterie, mis à la terre.

L'aiguille, initialement chargée par contact avec une butée fixée à l'un des quadrants positifs, est attirée en regard des quadrants négatifs; mais l'ionisation, en lui faisant perdre sa charge, la fait mouvoir petit à petit vers le quadrant positif jusqu'à ce qu'en fin de course, heurtant la butée, elle reprenne une nouvelle charge qui la ramène à son point de départ.

Le cycle recommence tant que dure l'irradiation, et en fin de séance, un compte-tours, actionné par l'aiguille, indique le nombre de va-et-vient accomplis par l'aiguille.

Pour l'étalonnage de cet appareil, Villard proposait d'exprimer en unités électrostatiques la quantité d'électricité libérée par ionisation dans un centimètre cube du volume d'air contenu dans sa chambre.

Le *scléromètre* consistait dans l'irradiation simultanée de deux chambres pareilles dont l'une recevait directement le rayonnement et l'autre le recevait à travers un filtre d'aluminium. Le rapport des intensités d'ionisation observées pouvait caractériser la qualité puisqu'il indiquait le taux de transmission.

L'ionloquantitomètre de Szilard (25) fabriqué par la maison Reiniger, comporte une chambre d'ionisation tout à fait analogue à celle de Villard.

Le conducteur, souple et long, fait communiquer d'une part l'électrode axiale avec l'aiguille d'un électromètre, d'autre part les parois de la chambre avec le boîtier, mis à la terre, de l'appareil de mesure.

L'aiguille de l'électromètre est montée à pivots sur pierre et elle est ramenée au zéro par un spiral d'horlogerie, lorsque l'irradiation lui fait perdre la charge, obtenue au moyen d'une petite machine statique, qui l'avait primitivement fait dévier.

Le courant d'ionisation est exprimé en méga-mégaions formés par centimètre cube d'air contenu dans la chambre. Le mégamégaion est le trillion d'ions (10^{12}); l'étalonnage est fait au moyen de radium.

L'ionomètre de Friedrich (26) possède une chambre d'ionisation cylindrique en corne de buffle, dont les dimensions restreintes permettent son introduction dans les cavités naturelles.

Les électrodes consistent d'une part en une tige axiale isolée, de graphite, d'autre part en un enduit de graphite à la face interne des parois.

Un conducteur souple, suffisamment long, fait communiquer les parois avec le boîtier, mis à la terre et l'électrode axiale avec l'équipage d'un électroscope de Wulf.

L'équipage de l'électroscope est constitué par deux fils de quartz platiné soudés ensemble à leurs extrémités, et qui s'écartent l'un de l'autre lorsque l'appareil est chargé, ce qui est obtenu à l'aide d'une batterie d'accumulateurs de 200 volts.

L'écart entre les fils, proportionnel à la charge, est tellement petit qu'il faut le repérer à travers un télémicromètre.

Pour diminuer la sensibilité de l'appareil, un contact permet de brancher une capacité additionnelle sous forme d'un condensateur plan à air dont l'une des armatures est le boîtier de l'électroscope, et l'autre peut être mise en contact avec l'équipage.

Le courant d'ionisation est exprimé en unités électrostatiques par centimètre cube d'air, suivant la proposition de Villard. L'auteur donne comme abréviation de cette unité, la lettre e.

Le maximeter de Kupferle-Lilienfeld (27) est un appareil très précis, mais non adapté à la pratique radiothérapique : il ne trouve son emploi que pour l'étalonnage du rendement d'un tube radiogène.

Le faisceau de rayons, canalisé par une série de diaphragmes en plomb étagés dans une longue lunette, passe ensuite dans une grande chambre d'ionisation dont il ne touche ni les parois, ni les électrodes. Un

électroscope, préalablement chargé par une batterie ou par une machine statique, indique l'intensité de l'ionisation. L'appareil de mesure est solidaire de la chambre.

C'est d'un appareil de ce genre que Dessauer se servait pour l'étalonnage des tubes Coolidge.

L'ionomètre de Solomon (Description : 28, 29, 30; modifications : 31; utilisation 32, 33, 34, 35), construit par la maison Ropiquet, est un appareil à électroscope à 2 sensibilités.

La chambre d'ionisation, cylindrique, est suffisamment petite pour être introduite dans les cavités naturelles (diamètre : 15 mm., longueur : 30 mm.).

Son électrode axiale est constituée par une petite tige de graphite, isolée des parois, de graphite également, par un bouchon d'ambre.

Un raccord à baïonnette fixe cette chambre à l'extrémité d'un conducteur souple qui la relie à l'appareil de mesure.

Pour les mesures superficielles on peut placer la chambre sur la peau ou l'introduire dans une planchette de bois perforée radialement. La planchette, qui s'appuie sur la peau, est rendue solidaire du localisateur, de manière à ce que la chambre soit toujours au centre du champ.

Le conducteur comprend un segment rigide de 1 m. 50 compris entre deux segments courts et souples se raccordant par un montage à baïonnette, l'un à la chambre, l'autre à l'électroscope. C'est un tube métallique creux, dans l'axe duquel un fil d'acier bien isolé fait

communiquer l'électrode axiale de la chambre avec l'équipage de l'électroscope, tandis que le boîtier de celui-ci, mis à la terre, est relié par les parois du tube aux parois de la chambre.

L'isolement du fil d'acier est assuré dans le segment rigide par du soufre coulé de manière à remplir le tube ; dans les segments souples, dont les parois sont en métal tressé, l'isolement est assuré par une série d'olives mauvaises conductrices. L'équipage de l'électroscope se compose d'une feuille métallique rigide verticale et d'une feuille d'aluminium très mince qui s'écarte plus ou moins de celle-là suivant sa charge électrique. Le boîtier est revêtu de plomb de 4 mm. d'épaisseur, sauf une fenêtre de verre au plomb dépoli où un système optique, comportant une lampe à incandescence et une lentille, projette l'image de la feuille sur un cadran gradué. Ce cadran est gradué de 60 à 10, ces chiffres correspondant à la valeur en degrés des angles entre la feuille mobile et la feuille fixe ; la graduation intermédiaire, primitivement faite en degrés d'angulation, est faite en divisions égales de décharge électrique.

Avant utilisation, on charge l'appareil jusqu'à l'angle 60 au moyen d'une petite machine statique manœuvrée du dehors par une manivelle : cette manivelle doit être enfoncée pour mettre la machine en contact avec l'équipage. On amène l'aiguille exactement à l'angle 60 en utilisant un bouton à ressort semi-conducteur, qui permet une décharge lente par court-circuit entre l'équipage et le boîtier.

Enfin un autre bouton permet de mettre en relation l'équipage avec une capacité additionnelle à air, choisie de manière à obtenir une sensibilité environ 4 fois moins grande.

Pour éviter de sortir des limites critiques du potentiel de saturation, la décharge n'est graduée qu'entre l'angle 60 qui correspond à 600 volts environ et l'angle 10, qui correspond à un potentiel moins élevé.

L'étalonnage de l'appareil est fait par rapport au radium en unités R ou Rœntgen, l'unité R étant ainsi définie par l'auteur : c'est la quantité d'électricité perdue en une seconde par l'ionomètre, lorsqu'un gramme de radium-élément, filtré sur 0,5 mm. de platine, est disposé à 20 mm., d'axe en axe, de la chambre d'ionisation. Un bulletin d'étalonnage, joint à chaque appareil, donne, pour chacune des deux sensibilités, le temps, exprimé en secondes, nécessaire pour la décharge totale (de 60 à 10) de l'appareil soumis aux rayons X dans les conditions ci-dessus.

De récentes modifications de détail à cet ionomètre (31) l'ont grandement amélioré : ces modifications portent sur le raccordement de la chambre (en joint de plombier) au segment souple, et sur la chambre d'ionisation, dont le volume a été réduit de 2,26 à 1,81 cc. pour permettre, sans augmenter ses dimensions extérieures, d'entourer les parois fragiles de graphite d'un fourreau protecteur en ébonite.

Enfin, un fantôme, ou étalonneur ionométrique de Béclère, (36), qui est une cuve à eau, a été spécialement

construit pour la détermination de la qualité par l'appareif de Solomon.

Les ionointensimètres, appareils à potentiel constant et à mesure galvanométrique.

Le type du premier genre de ces appareils est l'*intensionomètre de Saget*, construit par la maison Gaiff, Gallot et Pilon (37).

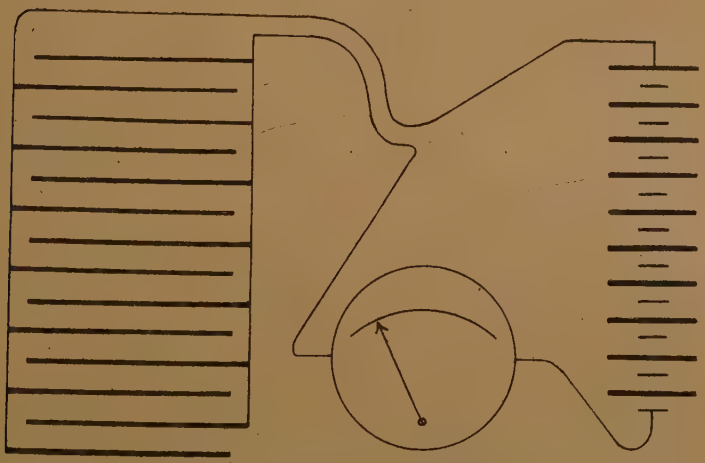


Fig. IV— Schéma d'un ionointensimètre à grande chambre d'ionisation.

Il consiste en un localisateur tronconique en aluminium double de plomb, de 26 cm. de hauteur sur 29 cm. de diamètre de la grande base, spécialement destiné à être adapté à l'appareillage de radiothérapie pénétrante. A cet effet, il présente en haut un tiroir pour l'introduction des filtres, en bas une planchette de bois destinée à s'appuyer sur la peau, et perforée radialement pour permettre l'introduction de la chambre de l'appareil de Solomon.

La cavité est cloisonnée par une série de disques perpendiculaires à l'axe et fixés à une distance de 1 centimètre, les uns des autres par des anneaux isolants disposés à la périphérie. Ces disques, en papier recouvert d'un enduit de carbone qui les rend conducteurs, sont connectés entre eux alternativement à la manière des plaques d'un accumulateur ou des lames d'un condensateur. Ainsi se trouvent groupées, en dérivation les unes sur les autres, 20 à 25 chambres d'ionisation superposées dont chacune a un volume de 300 à 400 centimètres cubes.

Le courant d'ionisation est fourni par une batterie de 100 petits éléments Féry, suffisants pour assurer le potentiel de saturation. Un double conducteur souple relie les deux bornes de la batterie respectivement aux deux séries de disques de papier carbone. L'appareil de mesure, intercalé en série dans l'un des fils, est un microampérimètre gradué de 0 à 2.

Cet appareil n'a pas la prétention de mesurer la dose administrée au sujet irradié, mais l'énergie dont on dispose : d'ailleurs, non seulement il est prévu pour permettre l'utilisation simultanée d'un appareil à petite chambre, mais encore le constructeur recommande de le placer, lorsqu'on le trouve trop encombrant, sous une autre incidence que l'incidence utilisée. Il ne doit donc servir qu'à mesurer le rendement des ampoules, et, le cas échéant, à avertir si l'on a oublié les filtres.

L'ionomètre de Rolf. M. Sievert (38) est tout à fait

semblable, mais peut comprendre en outre un enregistreur de quantités. L'appareil proposé par *Weatherwax* (39) et qui fonctionne sur le secteur à 220 volts, est également très semblable aux précédents et répond aux mêmes buts limités.

L'ionomètre de Duane (40), du même genre que les précédents, s'en distingue par ses particularités de structure de la chambre et d'étalonnage.

La chambre d'ionisation n'a que 10 cc. de volume; elle est cloisonnée par une série de lames d'aluminium très rapprochées les unes des autres (2 mm.), ce qui réduit le potentiel de saturation. Le galvanomètre employé est très sensible (10^{-10} ampères) et doit être fréquemment étalonné pour éviter les erreurs par variation de sensibilité.

L'appareil est étalonné en unités E, l'unité E étant l'équivalent en intensité de l'unité e de Villard-Friedrich, c'est-à-dire l'unité électrostatique par centimètre cube d'air et par seconde; mais, au lieu de graduer directement les indications du galvanomètre en E, la chambre est comparée avec une grande chambre étalon où l'ionisation est exprimée en unités électrostatiques. On multiplie donc l'intensité observée par un facteur correctif, variable avec la λ, et dont la valeur est déterminée par comparaison.

La chambre-étalon a une capacité de 2.000 cc. dont 25 seulement sont irradiés; de cette manière aucun point des parois n'est touché par le rayonnement qui pénètre et sort par des fenêtres de cellophane; de plus

les électrodes sont suffisamment écartées pour qu'aucun électron ne les atteigne ; enfin l'emploi d'un anneau de garde à chaque extrémité donne une garantie d'exactitude supplémentaire.

Le dosimètre de Dauvilliers (6, 41), dont la réalisation par la maison Gaiffe, Gallot et Pilot est très prochaine, se caractérise par l'emploi de xénon comme gaz ionisé, ce qui permet, à volume égal, un courant d'ionisation environ 800 fois plus intense que dans l'air.

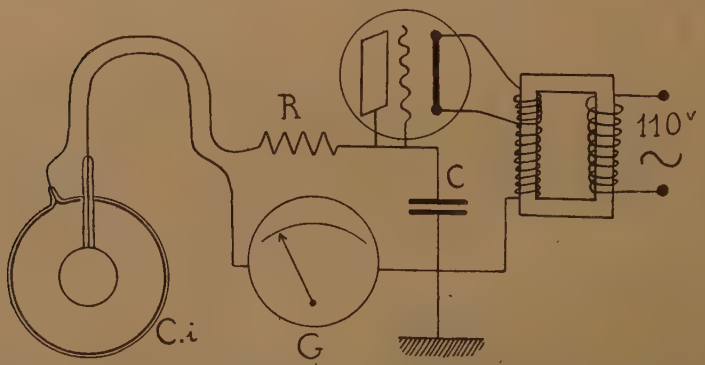


Fig. 5 — Schéma du dosimètre de Dauvilliers (Le dispositif de protection électrostatique de la chambre et des conducteurs n'est pas figuré.

La chambre d'ionisation se présente sous la forme extérieure d'un manchon d'aluminium de 25 mm. de diamètre[1] dans lequel est contenue, noyée dans de la paraffine, la chambre d'ionisation proprement dite, petite sphère creuse en verre mince, pleine de xénon à la pression atmosphérique et bien étanche. A l'in-

1. Le manchon remplit, outre son rôle de protection mécanique e électrostatique, le rôle suivant : son épaisseur est choisie exactement pour que la chambre ait le même pouvoir absorbant que l'eau.

térieur de cette ampoule, dont les parois internes sont revêtues d'un enduit conducteur pour constituer l'une des électrodes, se trouve sous forme d'une petite sphère la deuxième électrode, maintenue au centre par une tubulure soudée à la paroi. Cette disposition des électrodes en deux sphères concentriques est appelée par l'auteur à champ radial; nous verrons plus loin son utilité.

Les électrodes communiquent avec l'extérieur par des fils de platine soudés dans la paroi; la tubulure qui abrite le fil destiné à l'électrode centrale est en outre entourée à sa base d'un anneau de garde en platine, soudé dans le verre.

Le conducteur qui relie la chambre à l'appareil de mesure et à la source est parfaitement isolé et protégé électrostatiquement contre les effets d'induction des conducteurs à haute tension qui alimentent le tube radiogène.

A cet effet, il est entouré d'un tube métallique souple mis à la terre et relié à la fois au manchon protecteur et à l'anneau de garde de l'ampoule. A l'intérieur du tube passent les deux fils isolés allant aux électrodes; celui qui va à l'électrode centrale est neutralisé par enveloppement dans une gaine métallique à la terre : il aboutit à l'une des bornes du galvanomètre dont l'autre borne est constituée par sa masse, qui est connectée à l'une des bornes de la source électrique, mise à la terre; le fil qui vient de l'électrode périphérique est connecté au deuxième pôle de la source électrique.

Le galvanomètre est du type Ayrton Mather, à cadre mobile; sa sensibilité est telle qu'un mm. de déplacement du spot sur l'échelle placée à 2 mètres correspond à 10^{-9} A. La source électrique consiste en un appareillage à tension constante, analogue au montage de Villard, et donnant le potentiel nécessaire à la saturation (1500 à 2000 volts). Il se compose d'un petit transformateur dont le primaire est directement branché sur le secteur à 110 volts. Le secondaire charge un petit condensateur grâce à l'interposition d'un kénotron simplement constitué par une lampe T. S. F., et le courant est pris en dérivation sur les deux armatures du condensateur; l'une des deux est reliée à la boîte métallique, mise à la terre, qui contient cet appareillage, l'autre est connectée au fil qui va à l'électrode périphérique par l'intermédiaire d'une résistance de protection. Enfin quelques spires de l'enroulement secondaire du transformateur servent à alimenter le circuit de chauffage de la lampe T. S. F., ainsi que la petite lampe à basse tension qui éclaire le miroir du galvanomètre.

Comme l'ionomètre de Duane, le dosimètre est étalonné par rapport à une chambre-étalon parfaite.

Cette chambre, de 60 cm. de longueur, est enfermée dans un boîtier mis à la terre. Elle comporte deux électrodes semi-cylindriques dont l'une occupe toute la hauteur et l'autre est divisée transversalement en 3 segments. Alors que ces 3 segments sont en relation avec le même pôle de la source électrique, l'appareil de me-

sure, qui est un galvanomètre Campbell d'une sensibilité de 10^{-10} A, n'est branché que dans le circuit du segment moyen : les segments extrêmes sont directement connectés à la source. La deuxième borne de la source est naturellement reliée à la grande électrode. Ce dispositif a pour but de supprimer les erreurs qui pourraient être dues aux radiations secondaires émanant des fenêtres d'entrée et de sortie, pourtant constituées d'une mince feuille de cellophane.

Conducteurs, source, et appareil de mesure, sont entièrement protégés électrostatiquement.

Enfin on prend soin de déterminer expérimentalement la distance minima utile entre les électrodes pour que les électrons les plus rapides ne les atteignent pas.

On compare les intensités obtenues avec chacune des deux chambres placées à la même distance sous le même rayonnement, et on calcule, pour la chambre à air, l'intensité de l'ionisation dans un volume égal à celui de la chambre à xénon. On obtient ainsi un rapport, variable avec la λ du rayonnement, que l'on appelle facteur correctif K.

On calcule d'autre part la conversion en ergs-seconde de l'intensité du courant d'ionisation par cm^3 de volume et on multiplie le chiffre trouvé par 820, rapport des pouvoirs absorbants des tissus et de l'air.

Connaissant la sensibilité du galvanomètre, on peut ainsi déterminer la grandeur du facteur correctif K par lequel il convient de multiplier le nombre de divisions millimétriques de l'échelle pour trouver la

quantité d'énergie radiante absorbée par le cm^3 de tissus, quantité exprimée en ergs-seconde.

Un bulletin, ou une formule d'étalonnage, est joint à chaque appareil, et donne les valeurs du facteur correctif K en fonction des différentes λ.

Pour déterminer les λ effectives des rayonnements utilisés, l'auteur conseille une méthode analogue à la méthode de Benoist : la recherche, facile à faire au dosimètre, de l'épaisseur d'aluminium absorbant autant que 0,1 mm. d'argent. Un graphique donne les λ en fonction des épaisseurs utiles. Cette détermination peut d'ailleurs être faite une fois pour toutes pour une installation donnée, suivant les voltages et les filtrations utilisées.

On voit que cet appareil doit donner, par sa précision, d'excellents résultats et il faut regretter qu'il ne puisse être utilisé que pour la radiothérapie pénétrante.

Le 3e type d'intensimètre est représenté par 2 appareils allemands de vulgarisation récente.

Le Roentgendosismesser de Jaeger (42), construit par la maison Siemens, comporte une petite chambre d'ionisation à air, analogue à celles en usage sur les appareils à électromètre. Le courant d'ionisation, fourni par une batterie, est amplifié par un dispositif de lampes à 3 électrodes analogues aux triodes de T. S. F. dont le principe de fonctionnement est le suivant : En série avec la chambre d'ionisation, on dispose une grande résistance; dans ces conditions s'établit aux bornes de celle-ci une différence de potentiel d'autant

plus grande que le courant qui passe dans la chambre d'ionisation est plus intense (calculée en volts d'après la loi d'Ohm, cette chute de potentiel a pour valeur le produit de l'intensité en A du courant qui passe dans le circuit, par la valeur de la résistance exprimée en ohms). On connecte les deux extrémités de la résis-

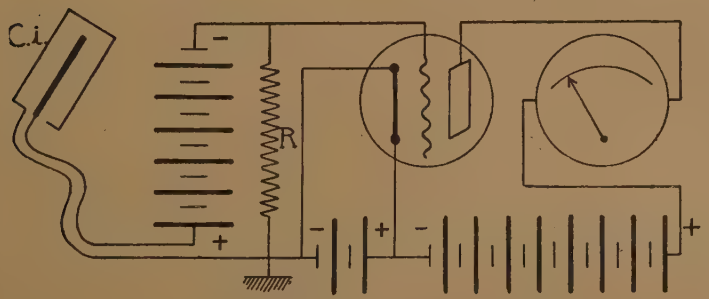


Fig. 6 — Schéma d'un ionointensimètre à amplification par triode.

tance respectivement la positive au filament d'une lampe à 3 électrodes et la négative à la grille de cette lampe. Plus la différence de potentiel est grande entre les deux points, et moins le courant qui passe dans le circuit de plaque de la lampe est intense, car aux variations de potentiel grille-filament correspondent des variations 8 fois plus grandes dans le potentiel plaque-filament. Un galvanomètre introduit dans le circuit de plaque de la lampe indique donc une diminution du courant dans ce circuit, proportionnelle à l'intensité du courant d'ionisation.

Malheureusement les lampes à 3 électrodes sont des appareils extrêmement sensibles, dont le pouvoir amplificateur varie grandement non seulement d'une lampe à l'autre, mais pour chaque lampe, avec d'infimes variations de l'intensité du courant qui chauffe le filament; un tel dispositif nécessite donc une attention particulière.

L'ionomètre de Lertes (43), réalisé très récemment par la maison Veifa, est tout à fait analogue au précédent par son principe.

L'EMPLOI CORRECT DE LA MÉTHODE IONOMÉTRIQUE

Avant de faire l'étude critique des imperfections des divers appareils que nous venons de passer en revue, il est intéressant d'examiner quelles doivent être les conditions techniques d'une mesure ionométrique correcte.

Ces conditions, dictées surtout par les particularités des lois d'absorption, sont en effet trop fréquemment négligées dans les mesures de quantité, que celles-ci soient faites par la méthode ionométrique ou par les anciennes méthodes.

Il faut tout d'abord s'élever contre l'emploi des appareils ne permettant pas, par suite de leur encombrement, une mesure au cours d'une séance de radiothérapie : tel est le cas, par exemple, du maximètre de Kupferle. Il faut mettre ensuite à l'index les appareils destinés à mesurer non pas l'énergie absorbée, mais l'énergie incidente : tels sont ceux dont la chambre d'ionisation, volumineuse, est solidaire de l'ampoule; leurs indications sont fausses, même lorsqu'on les utilise au cours d'une séance de radiothérapie. Enfin il faut

condamner l'utilisation de tout appareil de mesure, quel qu'il soit, à la détermination de l'intensité incidente et non de l'intensité absorbée, qui varie par rapport à celle-là avec les conditions d'irradiation.

En effet, si l'on se contente d'étalonner de temps en temps un appareil radiogène, on peut commettre de graves erreurs pour les raisons suivantes : d'abord on ne retrouve jamais exactement les conditions dans lesquelles l'étalonnage a été fait; ensuite le rendement d'une ampoule diminue avec le temps; enfin ce rendement varie sans cesse avec les irrégularités du secteur.

En second lieu, lorsque l'appareil de mesure est utilisé à la détermination de l'énergie incidente et non de l'énergie absorbée, même au cours d'une irradiation, on aboutit à de notables erreurs, car, même à λ égale, la quantité absorbée est une fraction variable suivant les conditions d'irradiation de l'énergie incidente[1].

C'est pourquoi il ne faut admettre comme valables que les mesures faites avec un ionomètre comportant une chambre d'ionisation petite et mobile, à condition que cette chambre soit irradiée en même temps que le matériel, et qu'elle soit disposée de manière à évaluer la quantité qui serait absorbée par le matériel à la place qu'elle occupe.

La qualitométrie ionométrique se fait à l'aide d'une cuve à eau ou fantôme. Le rapport de deux mesures

1. Mesurer l'énergie incidente est aussi illogique que d'évaluer, pour connaître le rendement d'une usine hydro-électrique, non pas le débit du petit canal qui alimente l'usine, mais le débit total de la rivière plus ou moins importante en dérivation de laquelle est pris le canal.

faites l'une en profondeur et l'autre en surface, est le taux de transmission, d'autant plus élevé que la λ est plus courte.

La qualité est définie à volonté soit par le taux % de transmission à travers 10 cm. d'épaisseur (méthode de Béclère), soit par l'épaisseur nécessaire à l'obtention d'un taux de 50 % (Halbwertschichte de Christen). La première méthode est plus rapide, puisqu'elle ne nécessite aucun tâtonnement; toutes les deux sont excellentes pour déterminer la λ efficace d'un rayonnement, c'est-à-dire indiquer à quelle λ d'un rayonnement monochromatique correspond la gamme plus ou moins étendue utilisée.

On peut considérer cette détermination comme meilleure que celle donnée par la méthode spectrométrique, car celle-ci ne fixe d'une manière certaine que les limites de la gamme.

Mais des erreurs peuvent se glisser dans la détermination du taux de transmission : on peut d'abord craindre que les résultats de la mesure ne soient faussés par une différence de qualité en surface et en profondeur. En effet le rayonnement reçu en profondeur doit être un peu plus mou, puisqu'il comprend un appoint de rayons dispersés, donc de plus grande λ que le rayonnement incident; à la suite de déterminations spectrométriques, Dauvilliers (6, p. 901) estime que cette erreur est tout à fait négligeable.

La deuxième cause d'erreur réside dans le bouleversement que produit dans la répartition du rayon-

nement l'introduction d'une chambre n'ayant pas le même pouvoir absorbant que le milieu ambiant. Ce facteur d'erreur, complètement supprimé avec la chambre du dosimètre de Dauvilliers, est estimé par Failla pouvoir atteindre la valeur de 4 %. Ces erreurs mises à part, la qualitométrie ionométrique nécessite l'observation stricte de certaines conditions d'irradiation pour avoir une valeur absolue.

En effet le taux de transmission, déterminé au fantôme, est toujours nettement supérieur à celui que permet de calculer en première approximation la loi d'absorption, et la différence s'accentue avec la dureté des rayons; la raison de cet effet est que chacune des mesures effectuées a indiqué, outre l'énergie directement reçue du tube, un appoint de rayons dispersés provenant de tous les points de la masse d'eau irradiée; et l'appoint est naturellement plus considérable en profondeur qu'en surface.

Aussi le taux expérimental de transmission est-il amélioré non seulement par l'emploi d'une grande distance focale et de rayons de courte λ, mais encore par l'emploi d'un grand champ, l'appoint étant d'autant plus grand que la masse d'eau irradiée est plus considérable.

C'est pourquoi la détermination de la qualité doit toujours être faite non seulement avec le même fantôme, mais dans les mêmes conditions; c'est pour cette raison que la Société de Radiologie, sur l'instigation de Béclère, a fixé des conditions qui sont les suivantes : fil-

tration sur 0,5 mm. de Cu; distance anticathode-surface de l'eau : 30 cm.; diamètre de la porte d'entrée : 10 cm.

Moyennant ces précautions, le taux de transmission est toujours dans le même rapport avec la λ.

La quantitométrie ionométrique exige, pour des raisons analogues, l'emploi d'une technique rigoureuse, car l'appoint reçu varie de même, en raison de la dispersion, avec les conditions d'irradiation (largeur du champ et épaisseur de l'objet irradié par exemple), et l'on ne peut connaître l'importance de l'appoint qu'en effectuant les mesures à l'aide d'une petite chambre d'ionisation placée au lieu même où l'on veut connaître la quantité absorbée.

Cette notion de l'appoint par dispersion n'est connue que depuis peu, mais son importance (jusqu'à 80 % à la dose incidente) a été mise en évidence par beaucoup d'auteurs parmi lesquels il faut citer Dessauer (44) Friedrich (45) Gilbert (46) Coliez (47) Nadaud (48, 49) Baumeister (50) et Joly (51).

La nécessité de mesurer l'appoint impose donc non seulement la mesure obligatoire, même en radiothérapie superficielle (car, soumises au même rayonnement, la peau d'un abdomen absorbe plus que la peau d'une main) mais encore l'observation des conditions suivantes : 1° la chambre doit être placée au centre du champ car c'est là que la dose reçue est la plus considérable; d'abord parce que c'est généralement le point le plus rapproché du foyer, ensuite parce qu'il reçoit le rayon

normal où le rendement de l'anticathode est le meilleur, enfin parce que c'est là que l'appoint est le plus considérable ; 2° la chambre d'ionisation devrait déprimer la peau à la fois pour mesurer le totalité de l'appoint et pour être à la même distance de l'anticathode que les plans superficiels.

Cette condition ne peut être qu'approchée, soit en posant la chambre sur la peau, soit en l'enfonçant dans une planchette suivant la disposition décrite plus haut.

Pour les mesures profondes, il faut, chaque fois que la chose est possible, amener la chambre au voisinage de l'organe visé, si celui-ci est proche d'une cavité naturelle. Dans les autres cas, il faut faire la mesure en superficie et se reporter aux taux de transmissions, mesurés sur le cadavre et non sur le fantôme.

Telles sont les conditions d'une technique ionométrique correcte.

LES IMPERFECTIONS DES IONOMÈTRES

L'étude critique des ionomètres comprend l'étude des facteurs d'erreur, variables avec certaines conditions extérieures à la technique, qui influent sur les divers organes des ionomètres. Elle comprend, en outre, l'étude, qui sera faite au prochain chapitre, des erreurs systématiques, constantes, agissant sur l'intensité de l'ionisation, et qui sont dues à l'irradiation simultanée des parois et du gaz de la chambre d'ionisation. Les facteurs d'erreurs variables, qui font l'objet de ce chapitre, sont dus aux imperfections multiples de tous les organes des ionomètres.

La source électrique, dans les intensimètres, peut être choisie sans grandes précautions, car nous avons vu que les limites critiques du potentiel de saturation étaient assez éloignées. Dans les quantitomètres, la source destinée à la charge de l'électromètre, ne peut pas offrir de prises à la critique ; cependant comme, dans ces appareils, la vraie source est l'électromètre préalablement chargé, il faut veiller à ce que les angles, initial et terminal, de l'aiguille, correspondent à des potentiels compris entre les limites critiques du potentiel de saturation.

Duane (40 c.) estime que ces conditions ne sont pas toujours remplies, malgré leur obtention facile.

L'appareil de mesure, quel que soit son principe, doit répondre à certaines conditions plus ou moins difficiles à obtenir. Tout d'abord, ses indications doivent être facilement et rapidement lisibles : seul à ce point de vue l'appareil de Friedrich laisse à désirer, puisqu'il nécessite un télémicromètre. Ensuite l'appareil doit être précis et sensible : à ce point de vue, d'une manière générale, les galvanomètres sont peut-être supérieurs aux électromètres; cependant la qualité d'un appareil de mesure aussi sensible que ceux qui sont nécessaires dépend plus du soin apporté à sa construction que de son principe. Enfin l'appareil doit être constant; condition difficilement réalisable dans l'un et l'autre cas, mais surtout pour les électromètres, dont la capacité peut varier : aussi convient-il de faire une vérification de temps en temps.

La variation de capacité dans les conducteurs n'intervient que dans les appareils à électromètre, où la sensibilité de l'appareil de mesure dépend de la capacité entre l'équipage et la boîte, donc entre l'âme et la paroi du conducteur; or cette capacité peut varier dans une faible mesure dans les mouvements imprimés aux segments souples.

Mais la capacité varie surtout avec la longueur des conducteurs à laquelle on ne peut apporter de modifications qu'à la condition de faire un nouvel étalonnage de la sensibilité.

L'isolement des conducteurs doit être d'autant plus rigoureux que les courants d'ionisation à mesurer sont moins intenses. En effet, à fuite égale par défaut d'isolement, l'erreur résultante dépend du rapport de la fuite sur le courant d'ionisation. C'est pourquoi les appareils à ionisation intensifiée sont supérieurs aux appareils à électromètre ou à amplification de courant par lampe à 3 électrodes.

La protection électrostatique contre les effets d'induction des fils à haute tension de l'installation radiologique, doit être parfaite, et l'excès de précautions à ce point de vue n'est jamais un luxe.

Les précautions doivent porter sur tous les organes de l'ionomètre sans exception : il suffit généralement de mettre à la terre les parois de ces organes ainsi que l'une des bornes de la source électrique, pour assurer une bonne protection; et c'est ce qui est accompli dans tous les appareils.

L'ionisation parasite est un facteur d'erreur d'autant plus redoutable que les rayons employés sont plus durs, car les rayons de courte λ paraissent se diffuser dans l'air aussi facilement que les gaz (Dauvilliers). Il en résulte que les rayons dispersés peuvent provoquer des fuites par ionisation dans tous les segments des conducteurs et même dans l'appareil de mesure, si ceux-ci ne sont pas protégés par une carapace de plomb.

Dans les appareils à ionisation intensifiée, cet effet, si redoutable sur les dispositifs électrométriques, est pratiquement supprimé : d'une part les fuites par io-

nisation parasite ont une importance relativement beaucoup moins grande puisque le courant d'ionisation est beaucoup plus intense; d'autre part l'appareil de mesure est, par principe, à l'abri de cet effet; enfin, les conducteurs sont isolés par un enrobage solide où l'ionisation ne peut se produire.

Les quantitomètres, par contre, peuvent donner lieu à d'importantes fuites par ionisation parasite; car si l'appareil de mesure est généralement bien protégé par une épaisse carapace de plomb, il n'en est pas de même des conducteurs. Les segments souples de ceux-ci, et plus particulièrement celui qui se raccorde à la chambre d'ionisation, car il est exposé directement au rayonnement sur une plus ou moins grande longueur, sont particulièrement défectueux, car le mode d'isolement par olives a pour résultat de créer entre les olives autant de chambres d'ionisation parasite. Coliez (52) a montré l'importance de cette ionisation parasite dans le segment souple et le joint qui l'unit à la chambre. Dans le segment rigide, où l'isolement est assuré par du soufre fondu, qui est un excellent isolant statique, des fuites par ionisation peuvent se produire aussi. En effet, d'une part le soufre en se rétractant produit à la longue des fissures, qui se remplissent d'air, entre l'âme et la paroi, d'autre part la parenté chimique du soufre avec le sélénium permet de craindre une diminution de son pouvoir isolant sous l'influence des rayons.

Au total, les fuites par ionisation parasite dans les

segments irradiés, pourraient atteindre d'après Dauvilliers une valeur telle que le courant d'ionisation soit doublé. Martins (53) et Nadaud (49), pour éviter ces fuites, ont été amenés à des modifications de leur appareil de mesure, en vue de faire des mesures correctes en radiothérapie profonde.

C'est pour les mêmes raisons que l'ionomètre de Solomon a subi récemment des modifications de détail (31) diminuant les fuites dans une proportion que l'auteur estime importante.

Quant à l'ionisation parasite dans les segments non irradiés directement, elle peut être réduite à une valeur peu importante, que Solomon estime à 2 %, dans certaines conditions de disposition des conducteurs énoncées par Proust et Coliez (54).

La forme de la chambre d'ionisation influe également dans une mesure variable sur les résultats de la méthode ionométrique, car dans une technique correcte, la chambre reçoit, en raison de la dispersion, des rayons provenant de toutes les directions. Or, comme nous le verrons plus loin, l'importance du courant d'ionisation varie avec l'épaisseur de parois traversée et la distance entre les électrodes. Il en résulte que la seule forme logique est la forme sphérique proposée par Glocker (55) et adoptée par Dauvilliers sous le nom de chambre à champ radial.

Dans les autres chambres d'ionisation, généralement cylindriques, où la distance entre électrodes et l'épaisseur traversée varient suivant l'incidence, les résultats

peuvent varier, à énergie égale, avec l'angulation entre l'axe de la chambre et la direction du faisceau; c'est ce que Clark (56) a montré en comparant à une chambre étalon, une petite chambre cylindrique de bakélite exposée à diverses incidences.

Néanmoins Solomon (31), après Glasser, estime que pour les petites chambres cylindriques, la forme n'a qu'une importance minime.

La nature du gaz contenu dans la chambre peut également conduire à des erreurs variables.

Le xénon dont l'emploi permet la suppression de la plupart des imperfections extérieures à la chambre, présente un petit inconvénient : la proximité de sa discontinuité d'absorption K. Aussi le dosimètre ne peut-il être utilisé que pour la radiothérapie à haute tension et avec une filtration d'au moins 0,5 mm. de zinc, de manière que la plus grande λ du spectre soit supérieure à la λ 0,36 de la discontinuité K du xénon.

En outre, il est théoriquement possible que le xénon n'ait pas le même pouvoir absorbant vis-à-vis de rayonnements polychromes ayant la même λ efficace pour des gammes plus ou moins étendues. En effet, l'absorption donne lieu à une réémission caractéristique non mesurée d'autant plus importante que la λ est plus grande; il se pourrait donc qu'à λ efficace égale, le courant d'ionisation observé soit d'autant moins intense que le spectre est plus étendu.

L'emploi de l'air occasionne, comme nous l'avons vu plus haut, une perturbation dans la répartition du rayon-

nement au cours des mesures, en raison de son faible pouvoir absorbant; de plus ce faible pouvoir absorbant entraîne aussi des imperfections plus importantes au double point de vue absolu et relatif. D'autre part son pouvoir absorbant n'est pas constant, car sa composition peut varier : à l'inverse des gaz rares, l'oxygène et l'azote peuvent sous certaines conditions se polymériser ou faire des combinaisons chimiques avec les parois de la chambre, ce qui modifie le potentiel moyen d'ionisation. Enfin l'emploi de l'air, même dans les grandes chambres d'ionisation, conditionne une étanchéité imparfaite, et les variations de pression atmosphérique, d'état hygrométrique, de température, et de composition de l'air ambiant, provoquent des variations dans l'intensité du courant d'ionisation qui peuvent atteindre 10 % d'après Dauvilliers.

En résumé, on voit que les imperfections des ionomètres peuvent conduire à des erreurs très notables et qui sont plus importantes, à la fois d'une manière absolue et d'une manière relative, dans les dispositifs à électromètre; c'est sans doute la raison de l'évolution actuelle de l'ionométrie vers l'intensimétrie.

Ces raisons mises à part, l'intensimétrie est-elle en principe supérieure à la quantitométrie?

La réponse à cette question est sous la dépendance de plusieurs facteurs. Tout d'abord, en raison des irrégularités du secteur, il est indispensable de surveiller continuellement le fonctionnement de l'appareillage

au cours d'une séance de radiothérapie, pour pouvoir maintenir les conditions constantes. Dans le cas d'un intensimètre, c'est l'appareil lui-même qu'il faut constamment surveiller et ramener à l'intensité initiale; dans le cas des quantitomètres, ce sont les constantes physiques de potentiel et d'intensité relatives à l'ampoule qu'il faut maintenir au même niveau. Enfin, si l'intensimétrie est plus pratique pour certaines applications comme la détermination de la qualité, la quantitométrie est préférable pour les mesures de quantité; car l'action biologique dépend beaucoup plus de la quantité totale, que de l'intensité; or, lorsqu'on fait une mesure à l'intensimètre, on ne connaît la quantité que par calcul (multiplication de l'intensité par le temps) au lieu de la lire directement; et l'on peut commettre une assez grosse erreur d'appréciation, puisque les petites erreurs d'appréciation de l'intensité sont multipliées par le temps.

Mais, en réalité, compte tenu de la suppression possible des imperfections dans les intensimètres, il semble que l'abandon des quantitomètres au profit de ces derniers soit pleinement justifié.

LA SENSIBILITÉ AUX DIFFÉRENTES LONGUEURS D'ONDE DES CHAMBRES D'IONISATION

Correction faite des erreurs variables qui résultent des imperfections que nous venons d'étudier, le courant d'ionisation observé à l'aide de l'un des appareils en usage n'est jamais l'expression de l'absorption vraie par le volume de gaz contenu dans la chambre d'ionisation, et le rapport entre la valeur observée et la valeur théorique du courant d'ionisation varie suivant la λ utilisée.

Cette erreur, due au fait que les parois sont irradiées en même temps que le gaz de la chambre, résulte de diverses causes dont les effets varient en des sens différents, et chacun suivant une loi particulière en fonction des diverses λ.

Le pouvoir absorbant des parois fait qu'une partie du rayonnement est interceptée et n'atteint pas le gaz.

La fraction interceptée est naturellement d'autant plus importante que la λ est plus considérable, et, à λ égale, que la paroi est plus épaisse ou constituée par un corps de nombre atomique plus grand.

Cet effet est très diminué par l'emploi de corps légers (graphite, corne, papier, paraffine, bakélite, etc...) à la confection des chambres.

Le pouvoir de réémission caractéristique des parois et des électrodes, tient à l'emploi de métaux ou de corps impurs contenant des métaux.

Les chambres de plomb et d'aluminium, anciennement utilisées, présentaient entre autres cet inconvénient, qui ne peut subsister actuellement, pour les chambres légères, que par suite de l'emploi de graphite impur à la confection des électrodes.

On sait en effet que le graphite, en raison de la notable proportion de fer qu'il contient à l'état naturel, était considéré par Benoist, comme faisant exception à la loi d'absorption atomique, cet auteur le considérant comme formé de carbone pur.

Le pouvoir d'émission électronique des parois et des électrodes consiste en une augmentation notable de l'ionisation par une certaine quantité d'électrons émis par les parois et les électrodes.

Ces électrons, qui résultent de l'absorption d'une fraction de rayonnement par les parois et les électrodes, représentent au point de vue absolu une énergie en rapport avec l'absorption, donc d'autant plus considérable que la λ est plus grande.

Au point de vue relatif, l'erreur résultant de cet effet varie avec le rapport de la surface des parois au volume de gaz ionisé.

Il est en effet évident que les électrons capables d'io-

nisation ne peuvent provenir que des couches superficielles : ceux qui naissent dans l'épaisseur des parois ont un parcours très réduit et n'arrivent pas à émerger ; donc cet effet adjuvant dépend plus de la surface que du volume des parois et électrodes surtout aux grandes λ. Il est possible que pour les courtes λ, l'effet adjuvant soit relativement plus considérable, car les électrons d'absorption de fluorescence étant beaucoup plus énergiques, quelques-uns de ceux qui proviennent de l'épaisseur des parois arriveront à émerger.

Backer et Holthusen, qui ont étudié la question (57), estiment que l'emploi de corps légers à la confection des parois diminue très notablement cette action adjuvante : si l'aluminium occasionne une augmentation de 71 °/₀, l'augmentation est de 5 à 8 fois moins importante pour les corps légers : le meilleur de ceux-ci étant la paraffine (8 °/₀).

Le rapport des surfaces des électrodes influe beaucoup sur l'effet précédent par le mécanisme suivant : le quantum des électrons émis par les électrodes est augmenté ou diminué du potentiel statique auquel se trouve l'électrode considérée par rapport à l'autre.

Si, par exemple le potentiel d'ionisation est de 300 volts, chacun des électrons émis par l'électrode négative aura son quantum propre augmenté de 300 volts, et chacun de ceux qui proviennent de l'électrode positive aura au contraire son quantum diminué de la même valeur.

Il en résulte que plus l'électrode négative a une grande

surface par rapport à l'autre, plus l'effet adjuvant par émission électronique est grand par rapport à l'ionisation au sein même du gaz. C'est ce que Friedrich a montré en raccourcissant l'électrode axiale des petites chambres d'ionisation.

L'effet dimensions de la chambre est sans doute, bien qu'il soit fréquemment méconnu, le plus important de tous. Dans une chambre d'ionisation totalement irradiée, un certain nombre des électrons expulsés des atomes de gaz sont arrêtés par les parois avant d'avoir dépensé toute leur énergie. Or, s'ils peuvent s'y réfléchir ou y donner lieu à une émission électronique secondaire, ils perdent la plus grosse partie de l'énergie qu'ils possèdent au moment du choc, par transformation en chaleur de l'énergie cinétique.

Cet effet est naturellement sous la dépendance de la longueur de trajectoire, c'est-à-dire du quantum, des électrons émis par le gaz ; il est par conséquent d'autant plus important que la λ est plus courte, car aux courtes λ, de curieux clichés de la C. T. R. Wilson montrent que les trajectoires des électrons sont, dans l'air à la pression atmosphérique, de l'ordre de 5 à 10 centimètres.

Cependant l'erreur résultant de l'effet dimensions ne doit pas augmenter régulièrement à mesure que la λ diminue, car aux très courtes λ, l'ionisation résulte presque exclusivement des électrons de recul Compton, dont la trajectoire est beaucoup plus courte.

En définitive, cet effet « dimensions » ne peut être

réduit que par l'emploi de chambres d'ionisation un peu plus grandes : c'est ce qu'ont proposé entre autres Friedrich (58) et Wintz et Baumeister (59).

Au total, il est impossible de déterminer exactement la valeur de chacune des causes d'erreurs que nous venons d'étudier, car elles dépendent plus ou moins les unes des autres; elles dépendent toutes en outre de l'incidence du rayonnement pour les chambres non sphériques ainsi que nous l'avons montré plus haut.

C'est pourquoi on ne peut savoir au juste la variation de la *sensibilité des chambres* ordinaires qu'en comparant, aux diverses λ, les courants d'ionisation obtenus avec ceux qui se produiraient sous le même rayonnement dans une chambre d'ionisation parfaite. Cette chambre-étalon doit être une grande chambre à l'abri de toutes les causes d'erreur connues : les chambres d'étalonnage de Duane ou de Dauvilliers répondent à cette définition et peuvent être considérées comme parfaites : l'ionisation ne peut y être due qu'à l'irradiation du gaz et toute l'énergie des électrons est mesurée.

Une telle comparaison montre par exemple, pour la chambre à xénon du dosimètre, une sensibilité plus de 3 fois plus grande à la λ 0,2 A qu'à la λ 0,15.

Les petites chambres de corne ou de graphite doivent aussi avoir une grande variation de sensibilité en fonction des λ, car si leur construction en corps légers a beaucoup diminué toutes les autres causes d'erreurs, l'effet dimensions persiste évidemment dans toute sa grandeur.

Des étalonnages de Friedrich et Glasser (45), Holthusen (60), Martius et Grebe (61), ont ainsi montré que les petites chambres en corne de buffle graphité présentaient un maximum de sensibilité vers la λ 0,3, avec décroissance de la courbe à partir de ce point dans les deux sens.

Une étude comparative de 3 chambres d'ionisation, faite par Dognon (62) met en évidence également les variations de sensibilité aux deux λ 0,25 et 0,65 Å.

La comparaison avec une grande chambre de deux petites chambres cylindriques de mêmes dimensions dont l'une est en aluminium et l'autre en papier graphité, donne les résultats suivants : la chambre d'aluminium est environ 4 fois plus sensible, la chambre de papier 2,6 fois plus sensible à la courte λ qu'à la grande λ.

Il est à remarquer que la différence doit être encore plus considérable avec une chambre ordinaire, généralement plus petite que les chambres utilisées; mais le résultat n'en garde pas moins une valeur relative considérable : d'abord on voit dans quelles proportions peut varier la sensibilité des petites chambres, ensuite on peut remarquer que la chambre de papier est à peine supérieure à la chambre d'aluminium.

Il serait intéressant de faire un étalonnage soigneux en fonction de toutes les λ utilisées, des petites chambres employées sur les ionomètres où le courant d'ionisation est estimé exprimer directement l'absorption : on verrait ainsi la grandeur des erreurs qui résultent de cette

manière de faire; on constaterait également que chacune des chambres a sa sensibilité propre pour chaque λ, ce qui fait que chaque ionomètre a une manière différente d'évaluer les quantités de rayonnement en fonction des qualités.

LA QUESTION DE LA SPÉCIFICITÉ DE LA LONGUEUR D'ONDE

Il n'y a pas de question où les avis soient plus partagés que celle de la spécificité de la λ : et c'est une question qui risque de rester longtemps en suspens, tellement l'expérimentation est délicate en cette matière et tellement l'interprétation des résultats est discutable.

Il s'agit pourtant d'une question capitale pour l'avenir de l'ionométrie, car à l'heure actuelle où l'unification de la méthode ionométrique est devenue un besoin urgent, il faudrait tenir d'une manière certaine la solution du problème pour que l'ionométrie remplisse le premier but de toute méthode dosimétrique : donner des indications en rapport avec le pouvoir biologique des rayonnements mesurés.

En réalité, des conclusions des travaux faits sur la question, et en se bornant à ceux d'entre eux où les mesures de quantité ont été faites par la méthode ionométrique, il résulte que les partisans d'une action spécifique de la qualité donnent des résultats tout à fait différents et souvent contradictoires. Or si l'on admet qu'une même quantité de rayons de différentes λ, puisse donner lieu à des effets biologiques différents,

on comprend que chaque tissu ait sa sensibilité propre; mais on conçoit difficilement que les variations de sensibilité, au lieu d'être plus ou moins marquées mais de même sens, puissent être de sens opposé pour certains tissus; d'ailleurs on trouve des avis opposés dans des travaux concernant le même matériel biologique.

Ceci prouve bien que des erreurs d'expérimentation ou d'interprétation sont fréquemment commises, car quelle autre explication pourrait-on donner à des résultats aussi différents?

Et en effet l'examen critique de ces travaux montre bien souvent que les résultats ont besoin d'une rectification. Or, en appliquant les corrections nécessaires, il semble qu'on puisse conclure à *l'inexistence d'une spécificité de la* λ, ce qui confirme d'ailleurs l'improbabilité théorique d'une action différenciée.

Au point de vue théorique, il convient tout d'abord de bien définir ce qu'il faut entendre par spécificité de la λ.

Plusieurs auteurs en effet rapportent l'intensité d'action biologique à l'absorption totale ou même à l'énergie incidente au lieu de la rapporter à l'absorption vraie. D'autres, par ignorance ou négligence de l'effet Compton, ne comptent comme absorption vraie que l'absorption de fluorescence.

On ne saurait admettre de telles manières de voir, car toute action des rayons X, de quelque nature qu'elle soit, ne peut dépendre que de la proportion d'énergie réellement absorbée, c'est-à-dire transformée en émis-

sions électroniques et secondairement en travail d'ionisation.

A ceux qui objecteraient qu'il est impossible de calculer ou de mesurer directement l'absorption vraie dans un tissu, on peut répondre que la mesure ionométrique faite à l'aide d'une chambre parfaite est la mesure exacte de l'absorption vraie par l'air contenu dans la chambre; or les courbes des absorptions vraies de l'air et des tissus doivent être très semblables puisque la composition de ces deux matières est voisine[1], Par conséquent il ne peut y avoir spécificité de la λ que si, à ionisation égale mesurée par une chambre parfaite, les effets biologiques sont différents suivant la λ.

Le problème étant ainsi posé, comment concevoir une différence d'action à énergie absorbée égale? La seule différence qui existe entre deux rayonnements de λ différente, c'est que, dans le cas de la plus courte λ, la même ionisation est obtenue par un nombre moindre d'électrons primitifs plus énergiques : on ne voit pas comment cette cause pourrait expliquer des divergences puisque l'effet final est le même.

Quant à dire qu'au point de vue des λ, il y a beaucoup plus de différence entre les qualités extrêmes de rayons X utilisées, qu'entre les rayons infra-rouges

1. Ceci n'est vrai que pour les cas où le matériel biologique se présente sous une épaisseur extrêmement petite, auquel cas le rapport des absorptions des tissus et de l'air reste constant aux différentes λ ; plus le matériel est épais au contraire, et plus ce rapport est petit et diminue quand la λ augmente (cf. p. 30).

et ultra-violets, c'est un argument sans valeur, car les propriétés des rayons X restent les mêmes d'un bout à l'autre de l'échelle, de même que les propriétés générales des ondes hertziennes, qui s'étendent pourtant sur une gamme encore beaucoup plus étendue.

Enfin, quel que soit le mécanisme d'action des rayons X au sein des tissus, la grandeur des effets biologiques doit être considérée logiquement comme proportionnelle au nombre d'ions formés (cette proportionnalité variant d'ailleurs avec la nature du tissu suivant les lois de Bergonié). Si en effet l'action biologique est due, à une neutralisation des colloïdes (théorie physique) à une démolition d'édifices moléculaires nécessaires à la vie (théorie chimique), ou même à une action calorifique (théorie peu vraisemblable des « points de chaleur »), l'intensité de la floculation, le nombre de molécules détruites, ou le nombre de calories libérées est certainement en rapport avec le nombre des ions formés au sein du tissu.

Enfin s'il s'agit d'une action catalytique, comme l'hypothèse en a été émise pour expliquer la ressemblance entre l'action des rayons et le vieillissement normal, la grandeur des effets biologiques est liée au moins à la quantité d'énergie absorbée nécessaire à l'amorce de la réaction.

Du point de vue expérimental, les premières recherches ionométriques sur l'action biologique en fonction des λ ont été faites par *Krônig et Friedrich* (26).

Ces auteurs ont expérimenté l'action de 4 rayon-

nements différents de λ comprises entre 0,19 et 0,44 Å, sur différents matériaux biologiques plus ou moins épais.

Ils ont toujours estimé, quelle que soit l'épaisseur de l'objet, que l'absorption par celui-ci était la même, à ionisation égale, mesurée à l'aide d'une petite chambre d'ionisation totalement irradiée (en aluminium ou en corne graphitée).

Dans ces conditions, ils concluent que pour tous les tissus expérimentés, à ionisation égale, l'action biologique est la même. On ne saurait accepter sans commentaires ces conclusions, car elles impliquent un concours de coïncidences vraiment miraculeux. Tout d'abord, postérieurement à ces recherches, il a été démontré que les petites chambres d'ionisation présentaient un maximum de sensibilité vers 0,3 Å, ainsi que nous l'avons vu plus haut; donc il faudrait admettre que la courbe du pouvoir biologique en fonction des λ fût absolument parallèle à la courbe de sensibilité de la chambre. En second lieu, il faudrait supposer que, pour chacun des tissus expérimentés, la diminution d'absorption par les corps plus épais vers les grandes λ fût exactement compensée par une plus énergique action du rayonnement. *Holthusen* (63) a expérimenté, sur l'œuf d'ascaris, l'action de 4 rayonnements différents, définis par des λ d'environ 0,3, 0,35, 0,45 et 0,7 Å.

Les quantités administrées étaient mesurées à l'aide d'une grande chambre d'ionisation qui peut être considérée comme parfaite, et le matériel biologique était

disposé en couche assez mince pour que son absorption restât toujours proportionnelle à l'ionisation mesurée.

La conclusion de l'auteur est qu'à ionisation égale, le pouvoir biologique diminue régulièrement avec la λ : il est deux fois moins intense à la plus courte des λ utilisées qu'à la λ 0,7. Au contraire, à ce que l'auteur appelle « énergie égale », l'action biologique est la même.

A l'examen critique, il apparaît que les conditions biologiques d'expérimentation sont très sujettes à caution : c'est ainsi que, sur les 7 expériences faites, seules 2 d'entre elles étaient irrépréhensibles, les quantités ayant été administrées en un temps sensiblement égal sur des œufs de même âge et de même conservation. Or précisément, à l'inverse des autres, ces deux expériences montrent, à ionisation égale, une action sensiblement égale.

Quant aux expériences faites « à énergie » égale, il est intéressant de noter ce que l'auteur entend par ce terme.

S'appuyant sur la théorie de Lenard[1], Holthusen estime que la proportion d'énergie transformée en travail d'ionisation est d'autant plus grande que la λ est plus courte. Il établit donc, d'après Lenard, un « energieumrechnungsfaktor », terme variable avec la λ et

1. Lenard considère que l'énergie des rayons X est proportionnelle au carré de la vitesse des rayons cathodiques qui leur ont donné naissance ; il trouve ainsi que le rapport de l'ionisation à l'énergie radiante (donc au potentiel appliqué au tube) augmente quand la λ diminue.

par lequel il faut multiplier l'énergie pour trouver l'ionisation ; or la valeur de ce terme est telle, qu'en l'appliquant aux expériences ci-dessus, on trouve, à « énergie » égale, une action biologique égale.

On ne saurait admettre cette manière de voir, qui repose sur une théorie aussi fausse que celle de Lenard, et qui est exactement opposée d'ailleurs à ce que nous savons des lois d'absorption. En réalité, le pouvoir ionisant diminue rapidement avec la λ pour augmenter légèrement à partir d'une certaine limite, inférieure aux λ expérimentées par Holthusen (voir fig. 1, courbe 3) ; et si Lenard observe le contraire, c'est qu'il ne tient pas compte du fait que le rendement d'une anticathode augmente avec le potentiel sous lequel elle fonctionne.

Martius (64), de l'expérimentation de diverses λ sur la peau et sur des graines en germination, conclut à une égalité d'action biologique, à ionisation égale.

Mais on ne comprend pas pourquoi cet auteur rapporte les résultats à obtenus l'absorption totale, au lieu de les rapporter à l'ionisation, c'est-à-dire à l'absorption vraie. Prenant pour base des travaux de Grebe (conformes à la loi d'absorption et opposés par conséquent à la théorie de Lenard), Martius trouve ainsi, qu'à absorption totale égale, les rayons de grande λ sont plus actifs.

Joly (65) apporte à ses observations cliniques un appui expérimental en faveur d'une action plus intense des rayons de courte λ.

L'expérience a consisté en l'irradiation, à doses es-

timées égales, de 3 fragments d'un épithelioma spino-cellulaire, chacun étant soumis à un rayonnement différent.

Des 3 rayonnements utilisés, l'un correspondait à une EE de 40 cm., les 2 autres à une EE de 38 cm., avec 2 filtrations différentes. L'examen histologique et chimique des 3 fragments remis à l'étuve à 37 en solution de Ringer pendant 15 jours après l'irradiation, a montré que la cytolyse et le taux d'urée était d'autant plus intense que les fragments avaient été exposés à un rayonnement plus dur.

Mais il faut reprocher à cette expérience le fait que la mesure des quantités était faite avec l'ionomètre de Solomon, dont la petite chambre, totalement irradiée, doit avoir dans le domaine de radiations utilisé, une sensibilité décroissante avec la λ (La même cause d'erreur est applicable aux mesures de l'action des rayons sur la peau).

De plus, une autre cause d'erreur, de même sens, semble avoir été négligée : en raison à la fois de l'épaisseur des fragments et de l'absorption par les parois du tube de verre, la quantité absorbée, à ionisation égale, était d'autant plus grande que le rayonnement était plus dur.

Ces deux causes d'erreur, en s'ajoutant, sont de nature à expliquer la différence apparente.

Russ (66) a comparé l'action des radiations 0,17 et 0,25 sur le sarcome du rat et sur la peau humaine.

Il trouve ainsi qu'il faut, pour obtenir la même action,

2,5 fois plus de rayons durs que de rayons mous pour la tumeur, et 6 fois plus de rayons durs pour la peau.

En réalité il faut d'abord considérer que l'érythème cutané est un test biologique très médiocre; et ensuite que la manière d'évaluer la dose reçue par la peau était mauvaise : il s'agissait d'une chambre d'ionisation disposée de telle façon qu'elle ne mesurait que l'énergie incidente; l'appoint dû à la dispersion n'étant pas évalué. Ensuite la chambre d'ionisation n'était pas d'un diamètre suffisant pour donner des résultats exacts. Enfin une erreur d'expérimentation ou d'interprétation qui nous échappe a dû être commise qui expliquerait pourquoi les résultats de l'auteur sont opposés aux résultats *apparents* obtenus quotidiennement; la mesure à l'aide d'une petite chambre totalement irradiée prouve, ainsi que le montre l'expérience de Joly, une action *apparente* plus intense des rayons durs.

Wood (67) a irradié deux espèces différentes de sarcomes du rat avec les λ eff. 0,3 et 0,7 Å environ.

Son expérimentation a été établie avec beaucoup de soin, et le nombre d'expériences accomplies (1.000 au moins dans chaque cas) donne un grand poids aux conclusions de l'auteur.

A ionisation égale, Wood a trouvé à 8 % près, une action biologique égale.

Il faut remarquer que, bien que portant sur le même matériel biologique, les résultats de Wood ne peuvent pas être opposés à ceux de Russ car les domaines de radiations expérimentés sont différents.

Ultérieurement, le même auteur a développé ses conclusions dans un rapport au congrès nord-américain de radiologie (68), disant qu'à ionisation égale (mesurée par une chambre parfaite) l'action biologique était la même pour toutes les λ et notamment les suivantes : rayons γ, 0,17 et 0,6 A. Ces conclusions se rapportent non seulement à la dose mortelle de diverses tumeurs, mais à la dose érythème qui est toujours la même fraction de la dose stérilisante d'une tumeur donnée.

Arntzen et Krebs (69), dans un travail récent portant sur la croissance des racines de pois, concluent à une égalité d'action, à ionisation égale, des diverses λ.

Enfin *Dognon* (9, 70), dans un travail expérimental très sérieux aux points de vue physique et biologique, a expérimenté l'action des radiations 0,22, 07 et 1,54 Å sur l'œuf d'ascaris.

Il conclut qu'à énergie absorbée égale, l'action biologique de la γ 0,7 est 2 fois moins intense que celle de la λ 0,22 et 1,5 fois moins intense que celle de la λ 1,54.

En ce qui concerne la première comparaison, on voit qu'elle aboutit à des résultats exactement opposés à ceux d'Holthusen, bien qu'il s'agisse du même matériel exposé aux mêmes λ.

En réalité, de même qu'il y avait dans le travail d'Holthusen une erreur d'expérimentation, il y a ici une erreur d'interprétation qui nous relèverons après Dauvilliers (71).

Dognon, négligeant l'effet Compton, sous-estime l'absorption vraie dans la proportion de 1 à 2 environ

dans le cas des tissus, et de 1 à 1,3 dans le cas de l'air pour la λ 0,22; il trouve ainsi le rapport d'absorption égal à $\frac{14,2}{21,6}$ (9 p. 76) alors que ce rapport, rectifié en le multipliant par $\frac{2}{1,3}$, a une valeur voisine de l'unité.

D'autre part, la chambre d'ionisation utilisée par l'auteur était d'un diamètre trop petit pour avoir une sensibilité aussi grande à la λ 0,22 qu'à la λ 0,7; et en effet le coefficient d'absorption vraie trouvé par l'auteur à la courte λ est diminué dans la proportion de 1 à 1,3 (0,064 à 0,084). Il faut donc encore multiplier la valeur du courant d'ionisation observé par le chiffre 1,3 pour pouvoir comparer entre elles les deux λ. Le facteur multiplicatif de correction est donc égal à $\frac{2}{1,3} \times 1.3$ soit 2, et l'on peut conclure à une égalité d'action biologique des λ 0,2 et 0,7 sur l'œuf d'ascaris.

Quant à la différence observée entre les λ 0,7 et 1,54 elle ne peut être due qu'à une autre cause d'erreur, s'il s'en est glissé une.

L'interprétation peut-être considérée comme correcte, car ici d'une part la chambre d'ionisation peut être considérée comme parfaite, d'autre part la négligence de l'effet Compton ne peut conduire qu'à une erreur insignifiante (le rapport des absorptions est bien sensiblement égal à l'unité).

Mais les conditions géométriques étaient très différentes dans le cas de la λ 1,54, et nous pensons que la différence observée peut-être rapportée à un appoint d'énergie reçu par la préparation et non mesuré par l'électroscope.

En effet le support de mica, sur lequel étaient étalés les œufs, a dû, malgré sa minceur, absorber au moins 8 fois plus d'énergie que la préparation. En raison de cette absorption, celle-ci a été traversée par un certain nombre d'électrons issus du mica; de plus elle a reçu de son support un appoint non négligeable de rayons caractéristiques (le fer, contenu en assez grande proportion dans le mica, a sa discontinuité K à la λ 1,74). La plupart de ces rayons caractéristiques, ainsi d'ailleurs que ceux venus des bords de l'écran de plomb qui entouraient la préparation, étaient trop obliques pour entrer dans la chambre d'ionisation.

En résumé, on voit que, si les travaux accomplis sur l'action biologique des rayons X sont encore trop peu nombreux et trop souvent contradictoires, il semble cependant devoir s'en dégager la conclusion suivante : à énergie réellement absorbée égale, c'est-à-dire à ionisation égale, mesurée avec une chambre parfaite, l'action biologique, tout en restant différente pour chaque espèce de tissus, est indépendante de la qualité pour toutes les λ et pour chaque espèce.

Il faut insister sur le terme « ionisation égale », à la fois pour lui donner son exacte signification, et à la fois pour montrer que c'est à l'ionisation seule qu'il est logique de rapporter l'action biologique.

Ionisation égale veut dire absorption vraie égale dans le matériel biologique envisagé; donc si ce matériel est disposé en couche très mince, la grandeur du rapport des absorptions du matériel et de l'air doit rester

sensiblement égale pour toutes les λ; et si l'on dispose d'une chambre d'ionisation parfaite, à absorption vraie égale dans le matériel biologique, il y a égalité du courant d'ionisation dans l'appareil de mesure.

C'est à l'ionisation seule qu'il faut rapporter l'action biologique, car toute la portion du rayonnement qui n'est pas transformée en travail d'ionisation est perdue pour le tissu irradié; ce n'est donc pas à μ mais à $\tau + \sigma a$ que le travail biologique est proportionnel.

Les rapports de l'action biologique à l'absorption étant ainsi définis, on voit qu'il n'y a probablement pas de spécificité de la λ, et que l'expérimentation semble confirmer l'improbabilité théorique.

LE PROBLÈME DE L'UNIFICATION DE LA MÉTHODE IONOMÉTRIQUE

Nous avons vu, en étudiant les ionomètres en usage, qu'il y avait presque autant d'unités ionométriques que de dispositifs utilisés.

D'autre part la critique des chambres d'ionisation nous a montré que même les chambres en matériaux légers avaient une courbe de pouvoirs absorbants en fonction des différentes λ, non parallèle à la courbe de pouvoirs absorbants de l'air et des tissus.

Enfin nous savons que chaque dispositif ionométrique a sa courbe propre de sensibilité en fonction des λ.

Il en résulte que non seulement on se trouve en face d'une multitude gênante d'unités, mais encore il est actuellement impossible de connaître la correspondance entre elles des diverses unités, puisque cette correspondance varie avec la λ envisagée.

Cet état de choses tient au mode d'étalonnage de la plupart des ionomètres. En effet, à l'exception de l'appareil de Duane et du dosimètre de Dauvilliers, tous les ionomètres sont censés exprimer directement les quan-

tités de rayons par l'intensité du courant d'ionisation observé.

Il en résulte qu'on trouve pratiquement des différences énormes lorsqu'on vérifie la correspondance théorique des unités.

En théorie, si on rapporte à l'unité électrostatique définie par Villard et reprise par Friedrich, les autres unités, on obtient les égalités suivantes :

L'ampère vaut 3×10^9 u e s.

Le mégamégaïon 340 u e s.

Le Rôntgen de Solomon 0,7 u e s. (d'après un étalonnage fait par l'école supérieure d'électricité).

Enfin 1 erg absorbé par 1 cc. de tissus $= 1{,}108\ 10^{-2}$ u e s.

Si l'on applique ces formules de conversion au calcul en unités électrostatiques de la dose estimée nécessaire à la production de l'érythème, on obtient comme valeurs de la dose érythème : avec l'appareil de Friedrich : 170 e; avec l'appareil de Dauvilliers (30.000 ergs) : 332 e; avec le Szilard (5,5 MM.) : 1870 e; avec le Solomon (4.000 R) : 2.800 e.

Il faut évidemment tenir compte, dans ces chiffres, d'abord du fait que la dose érythème est très diversement appréciée (L'étalonnage de la quantité estimée valoir la dose érythème, fait par Grebe et Martius (72) dans 19 cliniques allemandes a montré que cette estimation variait du simple au quadruple). En outre, en moyenne, on estime en France la dose érythème à 2 ou 3 fois la dose allemande, ainsi qu'il résulte, entre

autres, d'un étalonnage fait par Kaplan (73) en Allemagne avec un appareil de Solomon.

Mais, ces réserves faites, on voit néanmoins que les appareils de Szilard et de Solomon ont une sensibilité environ 10 fois plus grande (par action adjuvante des parois) que les appareils de Friedrich et de Dauvilliers.

En outre, l'étalonnage pratique fait par Kaplan et mentionné plus haut, donne comme valeur à l'R de Solomon 0,44 unités électrostatiques au lieu de 0,7, ce qui montre que le courant d'ionisation est relativement 1,6 fois moins élevé dans le cas du radium qu'à la λ où a été fait l'étalonnage de Kaplan, pour une quantité égale mesurée à l'ionomètre de Solomon.

Il y a donc lieu de rechercher les moyens d'unifier les méthodes de mesure en ionométrie et c'est pourquoi, à la suite d'une ardente campagne menée surtout en Allemagne, le dernier Congrès international de Radiologie (Londres 1925) a nommé une commission chargée d'étudier le problème de l'unification.

Dès à présent se sont fait jour plusieurs tendances concernant la solution à donner au problème.

Duane (74) en Amérique, et la plupart des auteurs allemands parmi lesquels il faut citer Behuken (75), Küstner (76), Schreuss (77) et Holthusen (78), préconisent la solution suivante :

1° Dans l'impossibilité d'adopter une unité biologique (même l'action sur l'œuf d'Ascaris ou la racine de fève, plus constantes que l'action sur la peau) il y a lieu d'adopter une unité physique.

2° La véritable unité physique de rayonnement X,

l'unité absolue, est impossible à déterminer dans l'état actuel de nos connaissances, car il n'existe pas de corps noir aux rayons X, c'est-à-dire de corps capable de transformer intégralement l'énergie roentgenienne en une forme d'énergie quantifiable.

2° L'unité physique à adopter est l'unité relative proposée par Behnken, et qui n'est autre que l'unité de Villard reprise par Friedrich sous le nom d'unité e.

Cette unité, qui est déjà adoptée par la Société de radiologie allemande, est appelée le Röntgen ou R[1] et définie comme suit : C'est la quantité d'énergie de rayons X qui, par l'utilisation complète de tous les électrons prenant naissance dans 1 cm^3 d'air à 18° Celsius sous une pression de 760 mm. Hg, et à l'exclusion de toute influence des parois, produit une telle conductibilité que la quantité électrique mesurée sous courant de saturation est égale à une unité électrostatique. On voit que cette définition diffère de celle de Villard Friedrich par le fait qu'elle est rendue indépendante des causes d'erreur diverses à la dimension et aux parois de la chambre.

4° Il est établi 6 centres d'étalonnage chargés de déterminer par comparaison le rapport, variable avec les qualités, des indications données par les ionomètres en usage avec celles données par une chambre-étalon.

(La chambre-étalon, établie avec soin, est choisie

1. Il est profondément regrettable que les Allemands aient choisi ce nom de Roentgen et son abréviation R, utilisés par Solomon depuis 1921 et extrêmement répandus dans les pays latins ; de gênantes confusions peuvent résulter de cet état de choses.

de manière à éviter toute cause d'erreur connue; ses dimensions sont réduites par l'emploi d'air comprimé à 10 atmosphères.

Sans attendre les décisions du prochain congrès international, ce système a commencé de fonctionner en Allemagne.

En France, à part Dauvilliers qui procède à un étalonnage semblable, une autre opinion s'est fait jour, représentée par Solomon (79) et Béclère (80), et défendue par eux au congrès de Londres; elle diffère de l'opinion allemande en un point : à défaut de pouvoir déterminer une unité biologique ou une unité physique absolue, l'unité relative à adopter doit être, d'après ces auteurs, l'unité R de Solomon, qui n'a pas, comme ils le font justement remarquer, une valeur physique inférieure à l'unité de Behnken.

L'unification consisterait alors en l'adoption d'une chambre standard, c'est-à-dire de caractéristiques bien définies (dimensions, nature des parois, etc...)

L'avantage de cette solution serait double : tout d'abord l'étalonnage serait à la portée de tout praticien, le radium se trouvant aisément partout; en second lieu, les quantités seraient directement exprimées par les ionomètres, au lieu de devoir être multipliées par un facteur correctif variable avec la λ.

Il nous paraît que, malgré ces gros avantages, cette solution est inapplicable pour deux raisons.

La première raison, d'ordre pratique, est l'impossibilité d'adopter une chambre standard à tous les ap-

pareils en usage : cette solution ne peut en effet être adoptée que sur les ionomètres à électroscope ou à amplification par lampes à 3 électrodes, où la grandeur du courant d'ionisation est de même ordre; mais on ne peut évidemment pas remplacer les chambres si particulières des excellents appareils de Duane et de Dauvilliers par la chambre standard, dont le pouvoir absorbant serait beaucoup moindre.

La deuxième raison, d'ordre théorique, est la suivante : la spécificité de la λ étant improbable, la courbe des pouvoirs absorbants de l'air doit être parallèle à celle des pouvoirs biologiques; or la courbe des pouvoirs absorbants de la chambre standard sera différente des précédentes; et s'il y a quand même une spécificité de la λ, ce serait un hasard improbable que la courbe des pouvoirs absorbants de la chambre standard fût exactement parallèle à la courbe des pouvoirs biologiques.

La solution qui nous paraît personnellement la meilleure est la suivante :

1° Etalonnage obligatoire des ionomètres en usage, par comparaison, aux diverses λ, avec un dispositif ionométrique bien déterminé.

2° Le dispositif doit être plus aisément reproductible en tous lieux que la chambre étalon allemande : il sera calqué au point de vue de la protection électrostatique et des dimensions, sur l'excellente chambre-étalon de Dauvilliers.

3° L'unité choisie doit être l'unité d'énergie, exprimée de préférence en ergs-seconde absorbés par l'unité

de volume des tissus : à cet effet nous proposons, qu'au lieu d'admettre le rapport des pouvoirs absorbants des tissus et de l'air comme immuablement égal à 820 il soit procédé à la vérification suivante :

Comparaison aux diverses λ des pouvoirs absorbants de l'air et du mélange gazeux suivant :

$$54\,H + 8\,CO^2 + 5\,O + N$$

dont la composition centésimale en poids est :

CO^2	70,4
O	16
H	10,8
N	2 ,8

Ce mélange gazeux ayant exactement la même composition que les tissus avec l'eau qu'ils contiennent, le rapport des pouvoirs absorbants serait exactement le rapport des densités.

Si la comparaison avec l'air, faite dans les mêmes conditions, montre un divergence appréciable des pouvoirs absorbants de l'air et de ce gaz, on en tiendra compte dans l'établissement du facteur correctif variable résultant de la comparaison de la petite chambre avec la chambre étalon pleine d'air à la pression atmosphérique et à la température de 18°. Dans ces conditions, si, comme c'est probable, il n'y a pas de spécificité de la λ, cet étalonnage aura le très gros avantage de faire donner aux ionomètres des indications en rapport avec l'action biologique.

4° Le calcul des quantités en fonction des qualités

sera facilité pour les praticiens, par l'emploi d'une abaque. L'abaque portera d'un côté l'échelle des voltages et l'échelle des filtrations, de l'autre l'échelle des quantités observées. Une quatrième échelle donnera, par une lecture directe, les quantités réelles, simplement obtenues par le croisement des droites passant par les 3 points connus.

5° Les praticiens, pour avoir des résultats comparables, devront toujours effectuer la mesure de manière à évaluer la somme de l'énergie incidente et de l'appoint dû à la dispersion (Voir page 40).

6° On engagera les constructeurs à tâcher d'obtenir les résultats suivants :

a) supprimer ou réduire à un minimum négligeable toutes les causes d'erreur variables (sensibilité de l'appareil de mesure, ionisation parasite et isolement des conducteurs, etc.).

b) chercher à obtenir des chambres d'ionisation ayant un pouvoir absorbant le plus voisin possible de l'eau (pour éviter les erreurs par perturbation de la répartition des rayons lors de la mesure de la qualité et de la quantité);

c) adopter comme forme pour les chambres d'ionisation la forme sphérique, seule logique, puisque dans les conditions de mesure habituelles, on mesure des rayons venant de toutes les directions;

d) chercher les moyens d'obtenir une petite chambre d'ionisation totalement irradiée, ayant sensiblement le

même pouvoir absorbant que l'air (dans la chambre-étalon).

Ce résultat n'est pas absolument impossible à obtenir, car nous avons vu que les divers facteurs d'erreur des chambres d'ionisation n'étaient pas tous de même sens. Ils pourraient donc s'annuler dans certaines conditions.

D'ailleurs divers auteurs, parmi lesquels Clark (56) et Pricke et Glasser (81), ont déjà effectué des recherches dans ce sens, et ces derniers ont décrit une chambre de carbone doublée de magnésium qui semble être compensée au moins pour une certaine étendue de λ.

L'aboutissement éventuel de ces recherches serait une chose excellente parce qu'elle permettrait la lecture directe des quantités.

7° On engagera les praticiens à vérifier de temps en temps la constance de leurs dispositifs de mesure, par un étalonnage effectué à l'aide de radium.

Telles sont, à notre avis, les conditions de l'unification de la méthode ionométrique.

CONCLUSIONS

1° Par son principe, la méthode ionométrique est une méthode excellente et précise, et sans causes d'erreurs subjectives, de mesure de la quantité et de la qualité des rayons X.

2° Il résulte de l'étude théorique et pratique des lois d'absorption que la méthode ionométrique, comme d'ailleurs toutes les autres méthodes de mesure, ne peut donner de résultats exacts qu'à la condition d'utiliser une bonne technique.

Cette technique consiste, pour la détermination de la qualité, à toujours se placer dans les mêmes conditions de distance, de largeur de champ et de structure et capacité du fantôme; pour la détermination de la quantité, la mesure doit être faite de manière à évaluer non seulement la quantité d'énergie incidente, mais l'appoint résultant de la dispersion.

3° Les mesures faites dans ces conditions peuvent être faussées par les imperfections des ionomètres en usage, à la suppression desquelles doivent s'appliquer les constructeurs.

4° Même dans le cas où la technique de mesure était bonne et l'erreur résultant des imperfections connue, les indications données par l'ionomètre ne peuvent être prises en considération absolue que si les quantités de rayonnement comparées se rapportaient à une même qualité.

5° Dans le cas où l'on compare des quantités de rayonnements de qualités différentes, cette comparaison est entachée d'erreur si le courant d'ionisation observé est censé proportionnel à la quantité de rayonnement. Cette erreur est due aux faits que les parois de la chambre d'ionisation sont irradiées en même temps que l'air qu'elle contient, et que les dimensions de la chambre sont trop petites par rapport à la longueur des trajectoires électroniques.

Il en résulte non seulement que la grandeur du courant d'ionisation est en rapport variable suivant la λ avec la quantité absorbée par le gaz de la chambre, mais encore que chaque ionomètre a sa sensibilité propre. D'où l'impossibilité de comparer entre elles, d'une manière absolue, les diverses unités ionométriques employées.

7° Le problème de l'existence d'une spécificité de la λ étant étroitement lié à l'unification de la méthode ionométrique, nous avons étudié les travaux faits sur cette question controversée.

De cette étude nous croyons pouvoir conclure, avec Dauvilliers, que les résultats discordants obtenus par

les divers auteurs s'expliquent par des erreurs d'expérimentation et d'interprétation, et que tous ces travaux, après correction, semblent infirmer l'hypothèse d'une spécificité de la λ, d'ailleurs théoriquement peu probable.

Nous admettons donc que l'action biologique est proportionnelle à la quantité réellement absorbée (c'est-à-dire transformée en émissions électroniques et secondairement en travail d'ionisation) et absolument indépendante de la qualité.

8° Dans le problème de l'unification de la méthode ionométrique, nous pensons qu'en l'absence d'une unité physique absolue, qui ne peut être déterminée faute d'un corps noir aux rayons X, il y a lieu de choisir une unité physique relative à l'absorption vraie par l'unité de volume de tissus; de cette manière l'unité choisie serait autant une unité biologique que physique, si toutefois il n'y a pas de spécificité de la λ.

Nous pensons donc que la meilleure méthode est celle utilisée par Dauvilliers pour l'étalonnage de son dosimètre; mais, au lieu d'admettre comme cet auteur que le pouvoir absorbant des tissus est, à égalité de volume, toujours 820 fois plus élevé que celui de l'air, nous proposons la vérification de ce rapport en mesurant le pouvoir absorbant d'un mélange gazeux contenant les 4 constituants du corps humain dans les proportions où ils se trouvent dans les tissus. L'étalonnage par rapport à l'air ne serait conservé que dans le cas où la différence des pouvoirs absorbants entre le

gaz en question et l'air ne serait pas trouvée trop considérable.

Quant à l'unité à adopter, c'est l'erg qui paraît le plus indiqué; mais on pourrait aussi bien utiliser une unité électrique ou une unité radioactive comme celle de Solomon, l'essentiel étant la fixation d'une chambre d'ionisation-étalon.

Vu:
Le Doyen,
H. ROGER.

Vu :
Le Président de la thèse
A. STROHL.

Vu et permis d'imprimer
Le Recteur
de l'Académie de Paris
P. LAPIE.

BIBLIOGRAPHIE

1. **De Broglie**, — *Les Rayons X* (Les Presses universitaires 1922).
2. **Brillouin**. — *La Théorie des quanta* (Les Presses universitaires, 1923).
3. **Ledoux-Lebard** et **Dauvilliers**. — *La physique des Rayons X* (Gauthier-Villars, 1921).
4. — *La technique des Rayons X* (Les Presses universitaires, 1923).
5. **Crowther**. — *Ions, electrons and ionizing Radiations* (Londres 1919).
6. **Dauvilliers**. — Sur un dosimètre absolu, à lecture directe, pour rayons X pénétrants (*Revue Générale d'Electricité*, déc. 1923 p. 887 à 902).
7. **Bragg** et **Peirce**. — *Phil. Mag.* 1914, II, p. 626.
8. **Richtmyer**. — *Phys. Rev.* 1921, I, p. 228 et 1921, II, p. 13.
9. **Dognon**. — La mesure et l'action biologique des rayons X de différentes longueurs d'onde (*Thèse méd. Strasbourg* 1925).
10. **Florance**. — *Phil. Mag.* 1910, p. 921.
11. **Mesham**. — *Phil. Mag.* 1912, p. 138.
12. **Gray**. — *Phil. Mag.* 1913, p. 611.
13. — *Journal of the Franklin Institute*, nov. 1920, p. 633-655.
14. **Compton**. — *Phys. Rev.* 1923, I, p. 483-502.
15. **Hewlett**. — *Phys. Rev.* 1921, I, p. 228.

16. **I. Solomon.** — *La Radiothérapie profonde* (Masson, 1923).

17. **Curie.**— *Comptes rendus de l'Ac. des Sc.* (1902, p. 420).

18. **Benoist** et **Hurmuzescu.** — *Comptes rendus de l'Ac. des Sc.* 1896 1re sem. p. 379).

19. **Dufour.** — Nlles obs. sur les act. électr. des rayons de Rôntgen (*Arch. soc. phys. et nat.* 1896 1re sem., p. 512).

20. **Jaubert de Beaujeu.** — Recherches sur la mesure des quantités de Rayons X par la méthode électroscopique (*Thèse méd. Lyon*, 1909-1910).

21. **Chandebois.** — L'ionométrie médicale (*Thèse méd. Paris* 1923).

22. **Gruyer.** — Contribution à l'étude de l'état actuel de la quantitométrie des Rayons X (*Thèse méd. Nancy*, 1923).

23. **Villard.** — Substitution de la méthode électrométrique aux autres méthodes de mesure en radiologie. — Scléromètre et quantitomètre (*Congrès de l'ass. fr. pour l'avancement des Sciences.* Clermont-Ferrand 1908 in *Arch. d'El. méd.* 1908 XVI, p. 692).

24. **Guilleminot.** — *Rayons X et radiations diverses*, 1re édition.

25. **Szilard.** — Un nouvel appareil pour toutes les mesures de radioactivité :

a) *Zentralblatt für Rœntgenste., Radium, und vers. Gebiete* (1914, p. 103);

b) *Archives of the Roentgen Ray* (juin 1914, p. 3);

c) *Strahlentherapie* (1914 Bd V, p. 742).

d) *Arch. d'El. Méd. et d'électrobiol.* (1914, 2e sem. p. 24).

26. **Friedrich** et **Krônig.** — *Physikalische und biologische. Grundlagen der Strahlentherapie* (Berlin-Wien 1918).

27. **Kupferle** et **Lilienfeld.** — *Strahlentherapie* 1919 (Bd 9 H1 p. 33).

28. **Villard.** — Présentation de l'ionomètre de Solomon (*Comptes rendus Ac. Sc.* 14 juillet 1921).

29. **Béclère.** — Présentation de l'ionomètre de Solomon (*Bulletin Ac. Méd.* juillet. 1921 n° 27, p. 3).

30. **Solomon.** — Présentation de l'ionomètre de Solomon. :
a) *Bulletin et mém. de la Soc. de rad.* (novembre 1921, p. 171);
b) *J. de Radiologie et d'Electr.* (novembre 19121, p. 509);
c) *Arch. d'Elec. méd. et de Physioth.* (décembre 1921, p. 357-365).

31. — Nouvelles recherches ionométriques (*Bull. Soc. Rad.* déc. 1924, p. 190).

32. — L'ionométrie radiologique (*J. de Radiol. et d'El.* mai 1921, p. 193).

33. — Dosage des R. de Rôntgen par la méthode ionométrique (*Congrès de l'ass. fr. pour l'avanc. des Sciences* Rouen 1921, in *J. de Radiol. et d'El.* juillet 1921, p. 305).

34. — La mesure des rayons de Rôntgen (*Paris-Médical*, 4 févr. 1922, p. 36).

35. **Béclère.** — 1re note sur le dosage en radioth. avec l'ion. de Solomon (*Bull. Soc. Rad.* déc. 1921 p. 182-185).

36. — et **Solomon.** — Présentation d'un étalonneur ionométrique :
a) *Bull. de l'Ac. de Méd.* (mai 1922 n° 18);
b) *Bull. de la Soc. de Radiol.* (mai 1922 p. 129).

37. **Saget.** — La mesure de l'intensité du rayonnement X. L'intensionomètre (*Bull. de la Soc. de Radiol.* nov. 1922 p. 237).

38. **Rolf. M. Sievert.** — Un intensionomètre (*Acta radiol.* v IV f. 2 p. 129-132).

39. **Weatherwax** et **Leody.** — *Amer. J. of Rœntgenol.*, (sept. 1924 XII, 3, p. 71).

40. **Duane.** — *Amer. J. of Roentgenol.*
a) août 1922 t. IX p. 467;
b) déc. 1922 t. IX p. 781;
c) mai 1923 t. X p. 399.

41. **Dauvilliers.** — Un dosimètre absolu à lecture directe pour rayons X pénétrants :
a) *Bull. de la Soc. de rad.* mars 1924 n° 107 p. 67;
b) *J. de Radiol. et d'El.* oct. 1923 p. 470 (*Congrès de l'Ass. fr. pour l'avanc. des Sc.* Bordeaux 1923).
42. **Jaeger.** — Der Röntgendosismesser-*Strahlentherapie*, 1924 p. 487.
43. **Lertes.** — Instrument de mesure des rayons X à lecture directe :
a) *Verh d. Deutsch. Phys. Gesell.* avril 1923 p. 3;
b) *Strahlentherapie* 1923 H. 2 p. 373;
c) *Journal de physique*, février 1924 p. 108 D.
44. **Dessauer** et **Vierheller.** — Die Tiefenwirckung der Röntgenstrahlen *Strahlentherapie* 1921 H. 3 p. 655.
45. **Friedrich** et **Glasser.** — Untersuchungen und Beobachtungen über das Problem der Dosimetrie *Strahlentherapie*, 1922, H. 2.
46. **Gilbert.** — De quelques mesures comparées (*Bull. Soc. Rad.* nov. 1923, p. 250).
47. **Coliez.** — Consid. gén. sur la répartition des rayons X dans les tissus (*Bull. Soc. Radiol.* déc. 1923 p. 262).
48. **Nadaud.** — Consid. théor. et prat. sur l'emploi actuel de la Radioth. profonde (*J. de Radiol. et d'El.* 1922, avril, p. 171; juin p. 264; sept. p. 405).
49. — Résultats fournis par quelques mesures ionom. (*J. de Radiol. et d'El.* 1924 janvier p. 17).
50. **Baumeister.** — Les mesures en radiothérapie (*Acta radiologica* v II, fasc. 4-5, p. 418-429).
51. **Joly.** — Mesures ionométriques (*Bull. Soc. Rad.* avril 1924 p. 90).
52. **Coliez.** — Sur quelques causes d'erreurs des mesures ionométriques en radiothérapie (*J. de Rad. et d'Electr.* juin 1923, p. 267).
53. **Martius.** — La mesure en thérapie profonde (*Strahlentherapie* 1923 H. 2 p. 277).
54. **Proust** et **Coliez.** — Dispositif de solidarisation de la

chambre de l'ionomètre de Solomon avec le tube de radiothérapie profonde (*Bull. de la Soc. de Rad.* mars 1923 p. 95).

55. **Glocker** et **Reusch**. — Neues Roentgenstrahlen dosimeter (*Münch. Mediz. Wochenschr.* 1920 p. 181).
56. **Clark**. — *Amer. J. of Roentg.* mai 1924 p. 445.
57. **Backer** et **Holthusen**. — *Strahlentherapie* avril 1921 H. 2 p. 331-360.
58. **Friedrich**. — *Münch. Mediz. Woch.* 1919 t. XXXIV.
59. **Wintz** et **Baumeister**.— *Fortsch. auf dem Gebiete der Röntg.* 1916 t. XXIV.
60. **Holthusen**. — Energiemessung bei vers. Impulsbreite auf luftelektrischen Wege (*Forstch. auf dem Geb. der R. Strahlen* 1919 p. 211).
61. **Martius** et **Grebe**. — R. Strahlenmessung mit grosser und Kleiner Ionisationskammer (*Fortsch. auf dem Geb. der R. Strahlen* 1920 H. 5 p. 512).
62. **Dognon**. — Etude comparative de div. chambres d'ion. pour des rayons de λ diff. (*Journal de Rad. et d'El.* mai 1924 p. 198).
63. **Holthusen**. — Uber die biologische Wirksamkeit von R. Strahlen versch. Wellenlânge (*Fortschr. auf dem Geb. der R. Strahlen* 1919 p. 211).
64. **Martins**. — *Strahlentherapie* 1922 H. 3 p. 558.
65. **Joly**. — A propos de la longueur d'onde du rayonnement X (*Bull. de la Soc. de Rad.* juin 1923 p. 187).
66. **Russ**. — On the effect of different wavelengths :
a) *Proceed. of the Royal Society* (avril 1923 n° 664 p.131) ;
b) *British Journal of Radiol.* (janvier 1924 n° 78 p. 20) ;
c) *British Journal of Radiol.* (août 1924 n° 289 p. 275).
67. **Wood**. — Effect on tumors of diff. wavelengths (*Amer. J. of Roentgen*, nov. 1924 p. 474).
68. **Gendreau**.— Le Congrès nord-américain de Radiologie (*Journal de Rad. et d'El.*, avril 1925 p. 185).
69. **Arntzen** et **Krebs**. — *Acta Radiologica* v. IV f. 1 p. p. 5-31.

70. **Dognon.** — Action biol. sur l'œuf d'ascaris de R X. monochr. de différentes λ (*Comptes rendus de l'Ac. des Sc.*, 2 mars 1925 p. 694).

71. **Dauvilliers.** — Sur l'action biol. des r. X de diverses λ (*Comptes rendus de l'Ac. des Sc.* 28 décembre 1925 p. 1130).

72. **Grebe** et **Martius.** — Vergl. Mess. ûber die Grosse der zur Erreichn. des Hauterythems gebraûchlichen R. Strahlenmengen (*Strahlentherapie* 1924 n° 2 p. 396).

73. **Kaplan.** — A comparison between the German Erythemadose as measured on the Solomon iontoquantimeter :

a) *The Americ. J. of Roentg.* (nov. 1924 p. 464).

b) *Journal de Rad. et d'El.* (févr. 1925 p. 88).

74. **Duane.** — *Amer. J. of Roentg* (déc. 1923 p. 935).

75. **Behuken.** — *Zeitschrift für tecknische Phys.* (1924 n° 4 p. 1).

76. **Künstner.** — Die Standariesung der R. Dosis Messung

a) *Strahlentherapie* 1923 H. 5 p. 611;

b) *Strahlentherapie* 1924 H. 1 p. 1

c) *Klinische Wochenschr* 23 avril 1924.

77. **Schreuss.** — *Munch. Mediz. Wochensch.* avril 1921.

78. **Holthusen.** — Zur Answahl des Eintreitmasses in der R. dosimetrie (*Strahlentherapie* 1925 H. 2 p. 185).

79. **Solomon.** — Les unités quantitométriques en roentgenthérapie (*R. au Congrès de l'Ass. fr. pour l'av. des Sc.* Liège 1924).

— *J. de Radiol. et d'électrol.* août 1924 p. 351.

80. **Béclère.** — L'érythème cutané et la dose dit d'érythéme en radiothérapie (*J. de Radiol. et d'El.* juin 1925 p. 275).

81. **Pricke** et **Glasser.**— *Amer. J. of Roentg.* (mai 1923 p. p. 453).

THÈSE

POUR

LE DOCTORAT EN MÉDECINE

DU MEME AUTEUR

Expansion ondulante à la face, forme spéciale de pouls veineux (En collaboration avec M. KLIPPEL). *Société Médicale des Hôpitaux*, 20 juillet 1922.

Les faux cancers de l'estomac (En collaboration avec F. MOUTIER). *L'action médicale*, 1er septembre 1922.

La syphilis gastrique. *La vie médicale*, 15 décembre 1922.

Incontinence pylorique et anévrysme aortique (En collaboration avec M. KLIPPEL) *Archives des Maladies de l'appareil digestif*, mai 1923.

Les complications hépatiques des dysenteries amibiennes. *La Vie médicale*, 2 février 1923.

Abcès superficiels à gonocoques du poignet et de la main, consécutifs à une polyarthrite gonococcique. (En collaboration avec M. KLIPPEL). *Société Médicale des Hôpitaux de Paris*, 15 décembre 1922.

Syndrome hémoclasique et autohémothérapie (En collaboration avec Fr. MOUTIER). *Société de Biologie*, 13 janvier 1923.

Syndrome hémoclasique et ventouses sèches (En collaboration avec Fr. MOUTIER). *Société de Biologie*, 13 janvier 1923.

Syndrome hémoclasique et autosérothérapie (En collaboration avec Fr. MOUTIER). *Société de Biologie*, 9 juin 1923.

Identité des réactions hémoclasiques après ingestion de lait ou d'eau pure. (En collaboration avec F. MOUTIER). *Société de Biologie*, 16 juin 1923 et *Progrès médical* 22 septembre 1923.

L'autosséro et l'autohémothérapie dans les cancers digestifs (En collaboration avec F. MOUTIER et L. LAMY). *Société de gastro-entérologie de Paris*, 2 juillet 1923.

Incidents et accidents de l'autohémothérapie (En collaboration avec Fr. MOUTIER), *Presse Médicale*, 15 août 1923.

Septicémie à staphylocoque doré (En collaboration avec M. DE MASSARY), *Société Médicale des Hôpitaux*, 6 juillet 1923.

Forme méningée de l'endocardite infectieuse (En collaboration avec M. DE MASSARY), *Société Médicale des Hôpitaux*, 21 décembre 1923.

Un cas de léontiasis ossea (En collaboration avec M. DE MASSARY), *Société Médicale des Hôpitaux*, 21 décembre 1923.

Le liquide céphalo-rachidien (en collaboration avec M. DE MASSARY). *Traité de Pathologie médicale et de Thérapeutique appliquée*, Neurologie, Tome I. Maloine, édit.

Corps étrangers de l'œsophage (En collaboration avec M. BENSAUDE), *Le Monde Médical*, 1er mai 1924.

Les injections intraveineuses de chlorhydrate d'émétine dans le traitement de la dysenterie amibienne (En collaboration avec MM. BENSAUDE ET CAIN), *Société Médicale des Hôpitaux*, 2 mai 1924.

La situation de l'estomac dans la position genu-cubitale et dans la position de lordose dorso-lombaire (En collaboration avec MM. BENSAUDE et GRÉGOIRE), *Société de gastro-entérologie de Paris*, 12 mai 1924.

L'examen radiologique de l'estomac en position génu-cubitale (En collaboration avec MM. BENSAUDE et AIMÉ), *Société de gastro-entérologie de Paris*, 12 mai 1924.

Contribution à l'étude des kystes dermoïdes du rectum (En collaboration avec M. BENSAUDE), *Société Médicale des Hôpitaux*, 31 octobre 1924.

Diagnostic et traitement des diverticules de l'œsophage (En collaboration avec M. BENSAUDE), *Semaine des Hôpitaux de Paris*, 17 avril 1925.

L'ulcère atone de la commissure postérieure de l'anus (En collaboration avec M. BENSAUDE), *Société de gastro-entérologie de Paris*, 11 mai 1925.